

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA



FACOLTÀ DI SCIENZE M.F.N.

Corso di Laurea in Fisica

Anno Accademico 2000/2001

**Analisi dei decadimenti dei
mesoni B carichi in canali $K^0 h^\pm$
nell'esperimento *BABAR***

Tesi di Laurea

Candidato
Giovanni MARCHIORI

Relatore
Chiar.mo Prof. Marcello GIORGI

Indice

1	Violazione di CP	13
1.1	Violazione di CP nel Modello Standard	13
1.1.1	Simmetrie discrete	13
1.1.2	Il Modello Standard	14
1.1.3	Unitarietà della matrice V_{CKM}	16
1.2	Il sistema dei mesoni B neutri	19
1.2.1	Stati fisici e hamiltoniana effettiva	19
1.2.2	Convenzioni di fase	20
1.2.3	Evoluzione temporale di un mesone neutro B_d libero	21
1.2.4	Evoluzione temporale di uno stato coerente $B^0\bar{B}^0$	22
1.3	I tre tipi di violazione di CP nei decadimenti dei mesoni B	25
1.3.1	Violazione di CP nel decadimento	25
1.3.2	Violazione di CP nel mixing	27
1.3.3	Violazione di CP nella interferenza tra i decadimenti con e senza mixing	28
1.4	Decadimenti a due corpi senza charm dei mesoni B	29
2	Il rivelatore $BABAR$	32
2.1	Introduzione	32
2.2	Descrizione generale del rivelatore	35
2.3	PEP-II	38
2.3.1	Scopo	38
2.3.2	Funzionamento di PEP-II	38
2.3.3	La regione di interazione	39
2.3.4	Prestazioni	39
2.3.5	Controllo dei parametri dei fasci	39
2.4	Il magnete	43
2.5	Il rivelatore di vertice	45
2.5.1	Scopo	45
2.5.2	Struttura	46
2.5.3	Algoritmi di ricostruzione	49
2.5.4	Calibrazioni	49
2.5.5	Prestazioni	51
2.6	La camera a deriva	54
2.6.1	Scopo	54
2.6.2	Struttura	54
2.6.3	Calibrazione e controlli	58
2.6.4	Prestazioni	58

2.7	Tracciatura delle particelle cariche in <i>BABAR</i>	62
2.7.1	Ricostruzione delle tracce	62
2.7.2	Efficienza della tracciatura	62
2.7.3	Risoluzione sui parametri delle tracce	64
2.7.4	Risoluzione sui vertici di decadimento dei mesoni B	66
2.7.5	Risoluzione sull'impulso trasverso	67
2.8	Il rivelatore di luce Čerenkov	68
2.8.1	Scopo	68
2.8.2	Struttura	68
2.8.3	Algoritmi di ricostruzione	71
2.8.4	Prestazioni	71
2.9	Il calorimetro elettromagnetico	77
2.9.1	Scopo	77
2.9.2	Struttura	77
2.9.3	Algoritmi di ricostruzione	80
2.9.4	Calibrazione	81
2.9.5	Prestazioni	82
2.10	Il rivelatore di muoni e di adroni neutri	87
2.10.1	Scopo	87
2.10.2	Struttura	87
2.10.3	Algoritmi di ricostruzione	89
2.10.4	Prestazioni	90
2.11	Il trigger	94
2.11.1	Scopo	94
2.11.2	Il trigger di livello 1	94
2.11.3	Il trigger di livello 3	96
3	Misura dei branching ratio dei decadimenti $B^\pm \rightarrow K^0{}^{(-)} h^\pm$ in <i>BABAR</i>	99
3.1	Introduzione	99
3.2	Strategia dell'analisi	101
3.3	Campione iniziale	103
3.4	Preselezione	106
3.5	Fondo	108
3.6	Selezione del campione per il fit di maximum likelihood	109
3.6.1	Selezione del K_s^0	109
3.6.2	Selezione del mesone B	113
3.6.3	Variabili di forma dell'evento	117
3.6.4	Selezione dell'adrone carico	120
3.6.5	Efficienza della selezione finale	122
3.7	Fit del campione selezionato	127
3.7.1	Variabili in ingresso	127
3.7.2	Funzioni di distribuzione delle variabili usate nel fit	127
3.7.3	Correlazioni tra le $p.d.f.$	154
3.7.4	Risultato del fit	154
3.7.5	Test del programma di fit	159
3.8	Incertezze sistematiche dal fit	167
3.9	Determinazione dei branching ratio	168
3.10	Ricerca di asimmetrie indotte dalla violazione diretta di CP . . .	172

3.11 Analisi di conteggio	175
-------------------------------------	-----

Elenco delle figure

1.1	I tre triangoli unitari.	17
1.2	Il Triangolo di Unitarietà.	18
1.3	Diagrammi di Feynman per le ampiezze che contribuiscono ai decadimenti senza charm dei mesoni B	30
2.1	Sezione longitudinale del rivelatore <i>BABAR</i>	35
2.2	Sezione trasversale del rivelatore <i>BABAR</i>	36
2.3	Quantità di materiale presente attorno al punto di interazione.	37
2.4	Schema dell'acceleratore PEP-II.	38
2.5	Luminosità integrata giornaliera e luminosità integrata totale registrate da <i>BABAR</i> nel primo anno di attività.	40
2.6	Componenti B_z e B_r del campo magnetico in funzione di z per varie distanze radiali r dal centro.	44
2.7	Distribuzione dell'impulso trasverso dei pioni soffici provenienti dai decadimenti dei D^*	45
2.8	Sezione longitudinale di SVT.	47
2.9	Fotografia di un modulo di SVT piegato ad arco.	47
2.10	Sezione trasversale di SVT.	48
2.11	Efficienza di ricostruzione degli hit in SVT misurata su eventi $\mu^+\mu^-$	51
2.12	Risoluzione spaziale degli hit di SVT	52
2.13	Sezione longitudinale della camera a deriva.	54
2.14	Schema delle celle dei primi quattro superlayer interni della camera a deriva.	56
2.15	Isocrone di deriva nelle celle degli strati 3 e 4 di un superlayer della DCH.	57
2.16	Relazione tra la distanza e il tempo di deriva	59
2.17	Risoluzione sulla posizione in funzione della distanza di drift	59
2.18	Distribuzione di dE/dx misurata nella camera a deriva, in funzione dell'impulso delle tracce.	60
2.19	Differenza tra la perdita specifica di energia per ionizzazione misurata nella camera a deriva e quella attesa, divisa per quest'ultima, per e^\pm da scattering Bhabha.	61
2.20	Efficienza di ricostruzione delle tracce nella camera a deriva per tensioni operative di 1900 V e 1960 V, in funzione di a) momento trasverso, e b) angolo polare.	63
2.21	Ricostruzione delle tracce di basso impulso nella camera a deriva e nel rivelatore di vertice.	64

2.22	Studi Monte Carlo delle tracce di basso impulso in SVT.	65
2.23	Distribuzioni delle differenze tra i parametri fittati delle due metà delle tracce di muoni da raggi cosmici con momenti trasversi superiori a 3 GeV/c, a) Δd_0 , b) Δz_0 , c) $\Delta \phi_0$, e d) $\Delta \tan \lambda$	65
2.24	Risoluzione nei parametri d_0 e z_0 per le tracce in eventi multia- dronici in funzione dell'impulso trasverso.	66
2.25	Errore stimato nella differenza Δz tra i vertici di decadimento dei mesoni B per un campione di eventi in cui B^0 è completamente ricostruito.	66
2.26	Risoluzione nell'impulso trasverso p_t misurata sui muoni cosmici che attraversano sia il rivelatore di vertice che la camera a deriva.	67
2.27	Sezione longitudinale del DIRC.	68
2.28	Schema di una barra del DIRC e della regione di formazione dell'immagine.	69
2.29	Sezione trasversale di 1/6 della regione centrale del DIRC.	70
2.30	Immagine di un evento $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ricostruito in <i>BABAR</i> con due differenti tagli temporali.	72
2.31	Risoluzione de (a) l'angolo Čerenkov ricostruito per singoli fotoni e (b) la differenza tra il tempo di arrivo misurato e quello aspettato.	73
2.32	Numero di fotoni rivelati in funzione dell'angolo polare della trac- cia per eventi dimuonici nei dati e nelle simulazioni.	73
2.33	Distribuzione dell'angolo Čerenkov misurato in funzione dell'im- pulso in un campione di controllo arricchito in kaoni.	74
2.34	Risoluzione sull'angolo Čerenkov ricostruito per le tracce in eventi dimuonici.	75
2.35	Separazione $\pi - K$ in funzione dell'impulso delle tracce.	75
2.36	Spettro inclusivo della massa invariante $K\pi$ senza e con l'uso del DIRC per l'identificazione del kaone. Il picco corrisponde alle coppie $K\pi$ da decadimenti del mesone D^0	76
2.37	Efficienza e probabilità di misidentificazione di pioni nella selezione di kaoni carichi in funzione del momento delle tracce.	76
2.38	Sezione longitudinale del calorimetro elettromagnetico.	78
2.39	Schema di un cristallo di CsI(Tl) con l'elettronica di lettura as- sociata.	80
2.40	Risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico misurata per fotoni ed elettroni di vari processi.	83
2.41	Spettro dell'energia di fotoni di 6.13 MeV da una sorgente ra- diattiva misurato dal calorimetro elettromagnetico.	83
2.42	Rapporto tra l'energia misurata nel calorimetro e quella aspettata per elettroni di 7.5 GeV/c da scattering Bhabha.	84
2.43	Risoluzione angolare del calorimetro elettromagnetico per fotoni da decadimenti di π^0	85
2.44	Massa invariante delle coppie di fotoni in eventi $B\bar{B}$	85
2.45	Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misi- dentificazione dei pioni in funzione a) dell'impulso e b) dell'angolo polare della particella misurati nel laboratorio.	86
2.46	Schema di IFR.	88
2.47	Sezione di una RPC planare.	88
2.48	Distribuzione delle efficienze dei moduli di RPC misurati sui raggi cosmici nel Giugno 1999.	90

2.49	Efficienza di rivelazione dei muoni e probabilità di misidentificazione di pioni in funzione del momento e dell'angolo polare delle tracce, ottenute con criteri di selezione laschi.	92
2.50	Distanza angolare, $\cos \Delta\xi$, tra la direzione del momento mancante e il cluster più vicino per un campione di mesoni ϕ prodotti nella reazione $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma$ con $\phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$	93
3.1	Distribuzione della massa invariante dei candidati K_S^0 in eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ simulati e nei dati off resonance sottoposti alla preselezione.	109
3.2	Distribuzione della significatività del tempo proprio di decadimento dei candidati K_S^0 ricostruiti in eventi simulati di continuo e di segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).	111
3.3	Distribuzione di $-\log_{10}(1 - \cos(\alpha_{xy}))$ dei candidati K_S^0 ricostruiti in eventi simulati di continuo e di segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).	112
3.4	Distribuzione dell'impulso dell'adrone carico h^\pm nel riferimento del centro di massa e nel laboratorio in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).	114
3.5	Distribuzione di m_{ES} e ΔE in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).	115
3.6	Distribuzione bidimensionale di $(m_{ES}, \Delta E)$ in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).	116
3.7	Distribuzione di $ \cos(\theta_T) $ nei dati off resonance e in eventi di continuo simulati.	117
3.8	Distribuzione di $ \cos(\theta_T) $ in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e nei dati off resonance.	118
3.9	Definizione dei 9 coni in cui si misura la somma dei moduli degli impulsi delle tracce cariche e dei cluster neutri contenuti tra uno e il successivo.	119
3.10	Distribuzione delle nove variabili x_i in eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati e nei dati off resonance.	120
3.11	Distribuzione della variabile \mathcal{F} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e di continuo, e in eventi reali off resonance.	121
3.12	Efficienza relativa dati/Monte Carlo per la ricostruzione delle tracce cariche con impulso trasverso maggiore di 0.1 GeV/c, 12 o più hit nella camera a deriva, distanza di minimo avvicinamento alla beam-spot nominale inferiore a 1.5 cm nel piano $x - y$ e a 10 cm lungo l'asse z	125
3.13	Efficienza relativa dati/Monte Carlo per la ricostruzione dei K_S^0	126
3.14	Distribuzione di m_{ES} per gli eventi dei dati on resonance nelle bande laterali di ΔE . Sono stati applicati tutti i criteri di selezione ad eccezione di quello su ΔE	128
3.15	Distribuzione di m_{ES} in eventi di continuo simulati e nei dati off resonance.	129
3.16	Distribuzione di m_{ES} in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati reali.	130
3.17	Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	131

3.18	Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	131
3.19	Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.).	132
3.20	Distribuzione di ΔE in eventi on resonance con $ \cos(\theta_T) > 0.9$	133
3.21	Distribuzione di ΔE in eventi di continuo simulati e nei dati off resonance.	134
3.22	Distribuzione di ΔE in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	135
3.23	Distribuzione di ΔE in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	135
3.24	Distribuzione di ΔE in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance e simulati.	137
3.25	Distribuzione di \mathcal{F} in eventi on resonance. Sono stati selezionati gli eventi delle bande laterali di ΔE soddisfacenti tutti gli altri criteri di selezione. I dati sono stati fittati con la somma di due gaussiane, $N * (f * G(\mu_1, \sigma_1) + (1 - f) * G(\mu_2, \sigma_2))$	138
3.26	Distribuzione di \mathcal{F} in eventi di continuo simulati e nei dati off resonance.	139
3.27	Distribuzione di \mathcal{F} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	140
3.28	Distribuzione di \mathcal{F} per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	140
3.29	Distribuzione di \mathcal{F} per eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance e simulati.	141
3.30	Distribuzione dell'angolo Čerenkov ricostruito in funzione dell'impulso per le tracce del campione di controllo $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+c.c.).	143
3.31	Efficienza dei criteri $\theta_C > 0$ e $N_\gamma > 5$ in funzione dell'impulso, per i kaoni del campione di controllo nei dati e in eventi simulati.	144
3.32	Efficienza dei criteri $\theta_C > 0$ e $N_\gamma > 5$ in funzione dell'impulso, per i pioni del campione di controllo nei dati e in eventi simulati.	145
3.33	Valore medio e larghezza delle gaussiane principali, in funzione dell'angolo polare, per kaoni e pioni del campione di controllo.	147
3.34	Risultato dei fit ai residui di θ_C per i kaoni del campione di controllo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in alcuni intervalli di impulso.	148
3.35	Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi on resonance nelle bande laterali di ΔE	149
3.36	Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ in eventi simulati di continuo e nei dati off resonance.	150
3.37	Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	152
3.38	Distribuzione in $\cos(\theta_B^*)$ per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale.	152
3.39	Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance e simulati	153
3.40	Distribuzione di m_{ES} per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance.	156
3.41	Distribuzione di ΔE per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance	156

3.42	Distribuzione di \mathcal{F} per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance.	157
3.43	Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance.	157
3.44	Distribuzione di m_{ES} dei candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ selezionati nei dati on resonance con un taglio ulteriore sul rapporto di likelihood.158	
3.45	Distribuzione di ΔE dei candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ selezionati nei dati on resonance con un taglio ulteriore sul rapporto di likelihood.158	
3.46	Distribuzioni del numero di eventi generato in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.	162
3.47	Distribuzioni dei residui del numero di eventi fittato in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.	163
3.48	Distribuzioni dell'errore restituito dal fit sul numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.	164
3.49	Distribuzioni delle pull del numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.	165
3.50	Distribuzioni delle correlazioni del numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.	166
3.51	Ottimizzazione del criterio di selezione per $ \cos(\theta_T) $	177
3.52	Ottimizzazione del criterio di selezione per \mathcal{F}	178
3.53	Ottimizzazione del criterio di selezione per $\cos(\theta_B^*)$	179
3.54	Grafico bidimensionale della coppia di variabili $(m_{\text{ES}}, \Delta E)$ per i candidati nei dati on resonance selezionati nell'analisi di conteggio.180	
3.55	Grafico bidimensionale della coppia di variabili $(m_{\text{ES}}, \Delta E)$ per eventi $B\bar{B}$ simulati, generici e non charmati	181

Elenco delle tabelle

2.1	Sezioni d'urto dei principali processi fisici al picco della $\Upsilon(4S)$. .	32
2.2	Principali parametri dei fasci di PEP-II	41
2.3	Principali parametri del magnete	43
2.4	Principali parametri geometrici di ogni strato e piano di lettura di SVT	49
2.5	Principali parametri geometrici di ogni superlayer della camera a deriva.	56
2.6	Proprietà della miscela di elio-isobutano contenuta nel volume della camera a deriva.	58
2.7	Principali parametri geometrici degli anelli (56) di cristalli di CsI che compongono l'EMC.	79
2.8	Proprietà del CsI(Tl)	79
2.9	Sezioni d'urto, frequenza di produzione e di trigger dei principali processi fisici al picco della $\Upsilon(4S)$ (10.58 GeV) per una luminosità di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	94
2.10	Segnali di uscita del trigger di IFR.	95
2.11	Efficienza (%) e rate (Hz) del trigger di livello 1 a una luminosità di $2.2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per vari processi fisici e per 8 dei 24 criteri di selezione definiti.	96
2.12	Efficienza del trigger di livello 3 (%) per diversi processi fisici.	97
2.13	Composizione degli eventi in uscita dal trigger di livello 3 a una luminosità di $2.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	98
3.1	Risultati pubblicati dalla collaborazione CLEO per i modi $K^0 h^\pm$ con un campione di 9.13 fb^{-1}	99
3.2	Dati on resonance su cui è stata condotta l'analisi.	104
3.3	Dati off resonance su cui è stata condotta l'analisi.	104
3.4	Candidati rimanenti dopo la preselezione.	108
3.5	Candidati rimanenti dopo la selezione.	123
3.6	Efficienza dei criteri di selezione sugli eventi di segnale simulati.	123
3.7	Criteri usati per la selezione di eventi $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (+ \text{ c.c.})$	142
3.8	Matrice di correlazione delle variabili utilizzate nel fit di maximum likelihood.	154
3.9	Risultati del fit di maximum likelihood.	155
3.10	Matrice di correlazione dei parametri stimati dal fit.	155
3.11	Risultati del fit di maximum likelihood in cui il numero di eventi di segnale nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ è stato posto uguale a 0.	155

3.12	Risultati del fit di maximum likelihood su un campione selezionato di 468 candidati in eventi off resonance.	160
3.13	Risultati del fit di maximum likelihood a un campione di 577 eventi di continuo simulati e sottoposti alla selezione finale. Si è richiesto che l'adrone ricostruito sia un vero π	160
3.14	Risultati del fit di maximum likelihood a un campione di 416 eventi di continuo simulati e sottoposti alla selezione finale. Si è richiesto che l'adrone ricostruito sia un vero K	160
3.15	Risultati del fit di maximum likelihood su un campione di 6264 eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati, sottoposti alla selezione finale.	161
3.16	Risultati del fit di maximum likelihood su un campione di 7236 eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati, sottoposti alla selezione finale.	161
3.17	Riassunto delle incertezze sistematiche (%) legate alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione di probabilità delle variabili usate nel fit di maximum likelihood.	169
3.18	Riassunto delle incertezze sistematiche sui branching ratio (%) legate alla selezione degli eventi.	171
3.19	Risultati del fit di maximum likelihood al campione finale, suddiviso in due sottocampioni a seconda della carica del candidato B ricostruito.	172
3.20	Riassunto delle incertezze sistematiche relative (%) sulla asimmetria di CP per i decadimenti $B \rightarrow K^0 \pi$ legate alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione di probabilità delle variabili usate nel fit di maximum likelihood.	174
3.21	Criteri usati per la selezione dei candidati $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	175
3.22	Riassunto delle incertezze sistematiche sui branching ratio (%) legate alla selezione degli eventi nell'analisi di conteggio.	183

Capitolo 1

Violazione di CP

Nonostante sia stato osservato per la prima volta quasi quaranta anni fa nei decadimenti dei mesoni K neutri [1] nei canali semileptonici $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$ e nei canali non leptonici $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, il fenomeno della violazione di CP nelle interazioni deboli costituisce ancora oggi uno dei settori del Modello Standard meno verificati sperimentalmente.

L'esperimento *BABAR*, installato presso la B Factory PEP-II, è nato con l'obiettivo principale di misurare i numerosi effetti di violazione di CP previsti dal Modello Standard nel sistema dei mesoni B , in modo da sottoporre la teoria a una serie di verifiche, anche ridondanti, per stimarne con precisione i parametri rilevanti o eventualmente per invalidarla.

1.1 Violazione di CP nel Modello Standard

1.1.1 Simmetrie discrete

Tre operazioni discrete sono simmetrie potenziali di una lagrangiana di una teoria quantistica di campo. Di queste, la *parità* (P) e l'*inversione temporale* (T) sono simmetrie spazio-temporali e fanno parte del gruppo di Poincaré; P trasforma $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$, T manda $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$. Una terza operazione discreta (che non modifica le coordinate spazio-temporali) è la *coniugazione di carica* (C), che scambia le particelle con le proprie antiparticelle. La combinazione CP sostituisce una particella con la sua antiparticella e al tempo stesso ne inverte l'impulso e l'elicità; la combinazione CPT è il prodotto delle tre e costituisce una simmetria esatta di ogni teoria di campo lagrangiana in cui si assume che la lagrangiana sia locale e invariante di Lorentz.

Fino ad oggi gli esperimenti condotti nel settore della fisica delle particelle hanno mostrato che:

- la simmetria CPT è conservata da tutte le interazioni fondamentali;
- le interazioni forti e quelle elettromagnetiche sono simmetriche rispetto a P , C e T ;
- le interazioni deboli violano C , P e CP (quindi anche, per la CPT -invarianza, T).

Da un punto di vista teorico la rottura della simmetria CP è connessa, qualunque sia la teoria di campo che si considera, con una semplice proprietà della lagrangiana: la presenza in essa di costanti di accoppiamento complesse che non possono essere rimosse per mezzo di una opportuna ridefinizione delle fasi dei campi. Questo discende in modo naturale dalle proprietà di trasformazione dei campi fondamentali sotto C , P e T e dalle proprietà di Lorentz-invarianza e di hermitianità della lagrangiana. L'invarianza di Lorentz della lagrangiana richiede infatti che i campi entrino in essa solo in determinate combinazioni \mathcal{L}_i (per esempio gli spinori di Dirac possono entrare nella lagrangiana solo in termini bilineari),

$$\mathcal{L} = \dots + a_i \mathcal{L}_i + \dots;$$

le proprietà di trasformazione dei campi e delle loro derivate implicano che sotto CP queste combinazioni vengano trasformate nel loro hermitiano coniugato:

$$CP : \mathcal{L}_i \rightarrow \mathcal{L}_i^\dagger;$$

l'hermitianità della lagrangiana infine richiede che questi termini entrino in essa insieme ai loro hermitiani coniugati:

$$\mathcal{L} = \dots + a_i \mathcal{L}_i + a_i^* \mathcal{L}_i^\dagger + \dots$$

Di conseguenza sotto CP la lagrangiana trasforma nel modo seguente:

$$CP : \mathcal{L} = \dots + a_i \mathcal{L}_i + a_i^* \mathcal{L}_i^\dagger + \dots \rightarrow \mathcal{L}' = \dots + a_i \mathcal{L}_i^\dagger + a_i^* \mathcal{L}_i + \dots$$

Se qualcuno dei coefficienti a_i (che non trasformano sotto CP) è complesso allora la lagrangiana può non essere invariante sotto CP e quindi CP può non essere conservata. Va notato che non tutte le fasi presenti nella lagrangiana sono fisicamente rilevanti: se consideriamo infatti il più generale insieme di costanti di accoppiamento consistenti con tutte le altre simmetrie della teoria, senza richiedere la CP -invarianza, ogni costante a_i della lagrangiana - a meno che la struttura hermitiana della teoria non imponga automaticamente che sia un numero reale (questo avviene se $\mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i^\dagger$) - è complessa. A questo punto ogni campo complesso che entra nella lagrangiana può essere ridefinito per una fase arbitraria; la fisica non viene modificata in alcun modo, ma le fasi relative dei termini che compongono la lagrangiana possono cambiare. Con queste ridefinizioni un certo numero di costanti di accoppiamento può essere reso reale; se dopo aver applicato tutte le possibili trasformazioni dei campi qualche fase sopravvive nella lagrangiana allora questa non è CP -invariante e come tale implica che CP non sia conservata in natura. Per capire se una lagrangiana prevede o meno la violazione di CP è quindi sufficiente contare quante sono le fasi complesse ineliminabili a seguito di tutte le possibili ridefinizioni delle fasi dei campi che entrano nella teoria.

1.1.2 Il Modello Standard

Nel Modello Standard con tre generazioni di fermioni e gruppo di gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ la violazione di CP ha luogo per effetto di una sola fase ineliminabile, presente nella matrice di mixing dei quark [2]. Ogni generazione di quark consiste di tre multipletti:

$$Q_{Li}^I = \begin{pmatrix} u_{Li}^I \\ d_{Li}^I \end{pmatrix} = (3, 2)_{+1/6}, \quad u_{Ri}^I = (3, 1)_{+2/3}, \quad d_{Ri}^I = (3, 1)_{-1/3}, \quad (1.1)$$

dove $(3, 2)_{+1/6}$ denota un tripletto di $SU(3)_C$ ($I = 1, 2, 3$ è l'indice di colore) e un doppietto di $SU(2)_L$ con ipercarica $Y = Q - T_3 = +1/6$; $i = 1, 2, 3$ indicizza le generazioni. Le interazioni dei quark con i bosoni di gauge W_μ^a di $SU(2)_L$ sono descritte dal termine lagrangiano:

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{2}g\overline{Q_{Li}^I}\gamma^\mu\tau^a\mathbf{1}_{ij}Q_{Lj}^IW_\mu^a, \quad (1.2)$$

dove τ^a sono i generatori di $SU(2)_L$ e $\mathbf{1}_{ij}$ è la matrice identità operante nello spazio delle generazioni. Le interazioni dei quark col doppietto scalare di Higgs $\phi(1, 2)_{+1/2} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ sono date da:

$$\mathcal{L}_Y = -G_{ij}\overline{Q_{Li}^I}\phi d_{Rj}^I - F_{ij}\overline{Q_{Li}^I}\tilde{\phi}u_{Rj}^I + \text{hermitiano coniugato}, \quad (1.3)$$

dove G e F sono matrici generiche *complesse* 3×3 . La natura complessa di queste matrici è l'origine della violazione di CP nel Modello Standard. In seguito alla rottura spontanea di simmetria il doppietto di Higgs acquista un valore di aspettazione non nullo sul vuoto, $\langle\phi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{\frac{1}{2}}(v + H^0) \end{pmatrix} \neq 0$, e $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{EM}}$; l'interazione debole di corrente carica (1.2) diventa:

$$\mathcal{L}_W = -\sqrt{\frac{1}{2}}g\overline{u_{Li}^I}\gamma^\mu\mathbf{1}_{ij}d_{Lj}^IW_\mu^+ + \text{hermitiano coniugato}. \quad (1.4)$$

La sostituzione $\phi \rightarrow \langle\phi\rangle$ in (1.3) dà luogo a termini di massa per i quark del tipo:

$$\mathcal{L}_M = -\sqrt{\frac{1}{2}}vG_{ij}\overline{d_{Li}^I}d_{Rj}^I - \sqrt{\frac{1}{2}}vF_{ij}\overline{u_{Li}^I}u_{Rj}^I + \text{hermitiano coniugato}, \quad (1.5)$$

ovvero le matrici di massa dei quark sono:

$$M_d = Gv/\sqrt{2}, \quad M_u = Fv/\sqrt{2}. \quad (1.6)$$

Per passare alla base degli autostati di massa si definiscono quattro matrici unitarie V_{qL} e V_{qR} , $q = u, d$, che diagonalizzano M_d e M_u :

$$V_{dL}M_dV_{dR}^\dagger = M_d^{\text{diag}}, \quad V_{uL}M_uV_{uR}^\dagger = M_u^{\text{diag}}. \quad (1.7)$$

M_q^{diag} sono diagonali e reali; gli elementi di matrice sulla diagonale rappresentano le masse dei quark. Gli autostati di massa q' sono legati alla vecchia base dalle trasformazioni:

$$d'_L = V_{dL}d_L, d'_R = V_{dR}d_R, u'_L = V_{uL}u_L, u'_R = V_{uR}u_R. \quad (1.8)$$

Nella nuova base le interazioni di corrente carica (1.4) sono date da:

$$\mathcal{L}_W = -\sqrt{\frac{1}{2}}g\overline{u_{Li}^{'I}}\gamma^\mu\bar{V}_{ij}d_{Lj}^{'I}W_\mu^+ + \text{hermitiano coniugato}. \quad (1.9)$$

La matrice $\bar{V} = V_{uL}V_{dL}^\dagger$ è la matrice di mixing delle tre generazioni di quark; essendo unitaria e 3×3 essa dipende in generale da nove parametri, tre angoli

reali e sei fasi. Il numero di fasi di \bar{V} può essere ridotto per mezzo di una trasformazione:

$$\bar{V} \implies V = P_u \bar{V} P_d^*, \quad (1.10)$$

dove P_u e P_d sono matrici di fasi diagonali. Questa trasformazione è legittima in quanto non è altro che una ridefinizione delle fasi dei campi che descrivono i quark:

$$q_{Li} \rightarrow (P_q)_{ii} q_{Li}, \quad q_{Ri} \rightarrow (P_q)_{ii} q_{Ri}, \quad (1.11)$$

che non modifica la matrice di massa reale M_q^{diag} . Le cinque differenze di fase tra gli elementi di P_u e di P_d possono essere scelte in modo che la trasformazione (1.10) elimini cinque delle sei fasi indipendenti di \bar{V} ; di conseguenza V ha una sola fase ineliminabile. Questa viene chiamata *fase di Kobayashi-Maskawa* [2], δ_{KM} , e la matrice di mixing è detta *matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (V_{CKM}) [3]; la presenza di tale fase rende possibile, nel Modello Standard, la violazione di CP .

Tra le tante parametrizzazioni della matrice V_{CKM} una esplicita è la seguente [4]:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

dove $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ (θ_{12} è l'angolo di Cabibbo).

Va detto che CP non è necessariamente violata nel Modello Standard: la fase di Kobayashi-Maskawa può infatti essere rimossa dalla lagrangiana con un'opportuna ridefinizione dei campi dei quark se si verifica almeno una delle seguenti condizioni:

- due quark con la stessa carica hanno masse uguali;
- almeno uno dei tre angoli di mixing è uguale a 0 o $\pi/2$.

Un terzo caso in cui CP non sarebbe violata si avrebbe qualora δ_{KM} fosse uguale a 0 o a π .

Poiché nel Modello Standard minimale, con 3 generazioni e un singolo doppietto di Higgs, la violazione di CP è originata dalla presenza di una sola fase complessa, i possibili modi in cui questa può manifestarsi in questa teoria risultano tra loro strettamente correlati. Misurando - come si prefiggono gli esperimenti condotti presso le “*B Factory*” - il maggior numero possibile degli effetti di violazione di CP previsti nei decadimenti dei mesoni B dal Modello Standard dovrebbe quindi consentire di porre dei vincoli stringenti sulla sua validità.

1.1.3 Unitarietà della matrice V_{CKM}

L'unitarietà della matrice V_{CKM} comporta diverse relazioni tra i suoi elementi; di queste, tre in particolare sono importanti per capire le previsioni del Modello Standard riguardo alla violazione di CP :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0, \quad (1.13)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0, \quad (1.14)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.15)$$

Ognuna di queste tre relazioni richiede che la somma di tre quantità complesse sia nulla e può quindi essere rappresentata geometricamente nel piano complesso come un triangolo. Questi triangoli sono noti come “triangoli unitari”.

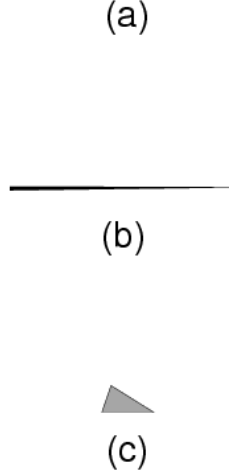


Figura 1.1: I tre triangoli unitari: a) $V_{id}V_{is}^* = 0$, b) $V_{is}V_{ib}^* = 0$, e c) $V_{id}V_{ib}^* = 0$, rappresentati in una scala comune.

In figura 1.1 sono presentati in una scala comune i tre triangoli costruiti con i valori medi misurati dei vari $|V_{ij}|$. Nei primi due triangoli un lato è molto più corto degli altri due e i triangoli praticamente degenerano in un segmento; questo traduce in modo grafico il fatto che la violazione di CP prevista dal Modello Standard è piccola nei principali decadimenti dei mesoni K neutri (come confermato sperimentalmente) e in quelli dei mesoni B_s . Decadimenti collegati con i lati corti di questi triangoli (per esempio $K_L \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$) al contrario sono rari ma potrebbero rivelare una significativa violazione di CP . Nel sistema dei mesoni B invece i tre lati del triangolo unitario associato sono di lunghezze comparabili e questo trova corrispondenza nelle grandi asimmetrie di CP previste dal Modello Standard in numerosi decadimenti dei B , anche non rari.

Dividendo l'equazione (1.15) per $V_{cd}V_{cb}^*$ si ottiene la seguente relazione, indipendente dalla convenzione di fase scelta per i campi dei quark:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0. \quad (1.16)$$

Il triangolo corrispondente, noto come “Triangolo di Unitarietà”, è mostrato in figura 1.2. Questo non è altro che il terzo dei triangoli sopra illustrati opportunamente ruotato e scalato in modo da avere due vertici nei punti del piano complesso di coordinate $(0,0)$ e $(1,0)$; le coordinate del terzo vertice sono usualmente indicate con (ρ, η) .

Una parametrizzazione particolarmente indicata per rappresentare la matrice V_{CKM} è la cosiddetta rappresentazione di Wolfenstein, che rende trasparente la gerarchia sperimentalmente osservata tra gli angoli di mixing: $\theta_{13} \ll \theta_{23} \ll$

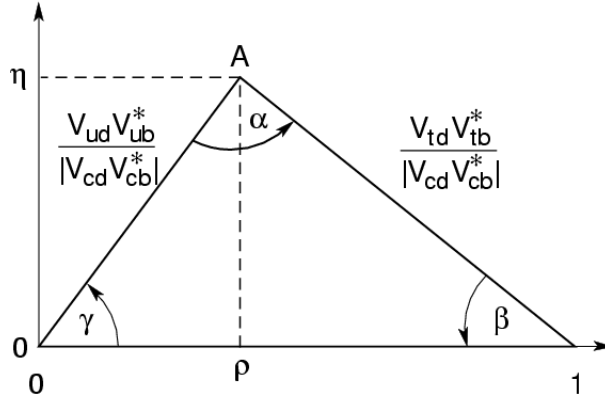


Figura 1.2: Il Triangolo di Unitarietà.

θ_{12} . La rappresentazione di Wolfenstein parametrizza la matrice V_{CKM} in termini di quattro grandezze reali, (λ, A, ρ, η) , con $\lambda = |V_{us}| = 0.22$ che gioca il ruolo di un parametro di espansione [5]:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.17)$$

La relazione tra i parametri di (1.12) e (1.17) è data da:

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta). \quad (1.18)$$

Un'altra parametrizzazione spesso usata è una versione leggermente modificata di quella di Wolfenstein, in cui partendo da quella si definisce:

$$V_{us} = \lambda, \quad V_{cb} = A\lambda^2, \quad V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta), \quad (1.19)$$

arrivando a scrivere:

$$V_{td} = A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}), \quad (1.20)$$

$$\mathcal{I}(V_{cd}) = -A^2\lambda^5\bar{\eta}, \quad \mathcal{I}(V_{ts}) = -A\lambda^4\bar{\eta}, \quad (1.21)$$

dove:

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2), \quad \bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2), \quad (1.22)$$

risultano essere eccellenti approssimazioni delle espressioni esatte [6]. Nel piano $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ le lunghezze dei due lati complessi del triangolo sono:

$$R_b \equiv \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1 - \lambda^2/2}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|, \quad R_t \equiv \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right|. \quad (1.23)$$

I tre angoli del Triangolo di Unitarietà, indicati con α, β e γ [7], sono dati da:

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \\ \gamma &\equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right] \equiv \pi - \alpha - \beta. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Essi sono quantità fisiche, non dipendenti dalle convenzioni di fase adottate, e possono essere misurati dalle asimmetrie di CP in vari decadimenti dei mesoni B ; la consistenza di misure indipendenti di uno stesso angolo e, qualora tutti e tre gli angoli vengano determinati, il confronto della loro somma con π forniscono un test del Modello Standard.

1.2 Il sistema dei mesoni B neutri

1.2.1 Stati fisici e hamiltoniana effettiva

Per lo studio dei mesoni neutri B_d esistono diverse basi dello spazio di flavor rilevanti per la trattazione di differenti processi fisici:

- la base degli autostati di flavor, i quali hanno un contenuto di quark definito e risultano utili per capire i processi di produzione e di decadimento delle particelle; essi sono indicati con $B^0 = \bar{b}d$ e $\bar{B}^0 = d\bar{b}$, seguendo una convenzione analoga a quella adottata nel sistema dei mesoni K (cioè come B^0 viene preso il partner di isospin del B^+ , per cui quello che contiene il quark \bar{b});
- la base degli autostati dell'hamiltoniana effettiva, cioè i due stati di massa e vita media definite, denominati B_L e B_H , dove per definizione $M_{B_L} \leq M_{B_H}$;
- la base degli autostati di CP , indicati con B_+ e B_- a seconda della loro parità sotto CP . Se CP è conservata l'hamiltoniana che descrive l'evoluzione temporale del sistema commuta con l'operatore che rappresenta CP e gli autostati di massa coincidono con quelli di CP .

Gli autostati di flavor e quelli di massa sono distinti a causa della presenza di interazioni neutre che cambiano il flavor. A causa di queste uno stato B^0 o \bar{B}^0 evolve nel tempo in una combinazione lineare di B^0 e \bar{B}^0 :

$$a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.25)$$

in accordo con l'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \equiv (M - \frac{i}{2}\Gamma) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

nella quale M e Γ , note come matrici di massa e di decadimento, sono matrici hermitiane 2×2 . L'invarianza CPT garantisce che $M_{11} = M_{22}$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. I termini fuori diagonale, M_{12} e Γ_{12} , rappresentano rispettivamente la parte dispersiva e quella assorbitiva dell'ampiezza di transizione di B^0 in \bar{B}^0 :

$$M_{12} = \frac{1}{2M_B} \langle B^0 | H^{\Delta B=2} | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.27)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{1}{2M_B} \sum_s \langle B^0 | H^{\Delta B=1} | s \rangle \langle s | H^{\Delta B=1} | \bar{B}^0 \rangle \Phi_s \quad (1.28)$$

(Φ_s è il fattore cinematico dello spazio delle fasi per lo stato finale $|s\rangle$). Nel Modello Standard i diagrammi che danno i contributi dominanti a questa ampiezza sono i cosiddetti diagrammi a *box*, mediati dallo scambio di due bosoni

W ; il calcolo delle parti dispersive e assorbitive di questi diagrammi porta alle seguenti stime [8]:

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \sim \mathcal{O} \left(\frac{m_b^2}{m_t^2} \right) \ll 1 \quad (1.29)$$

$$\phi_{M_{12}} - \phi_{\Gamma_{12}} = \pi + \mathcal{O} \left(\frac{m_c^2}{m_b^2} \right) \quad (1.30)$$

Gli autostati di massa possono essere scritti come una sovrapposizione di B^0 e \bar{B}^0 :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.31)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle. \quad (1.32)$$

dove i coefficienti complessi p e q obbediscono alla condizione di normalizzazione:

$$|q|^2 + |p|^2 = 1. \quad (1.33)$$

e $\arg(q/p^*)$ è un fattore di fase comune per $|B_L\rangle$ e $|B_H\rangle$. La differenza di massa Δm_B e la differenza di vita media $\Delta\Gamma_B$ tra i due autostati dell'hamiltoniana sono così definite:

$$\Delta m_B \equiv M_H - M_L, \quad \Delta\Gamma_B \equiv \Gamma_H - \Gamma_L, \quad (1.34)$$

Per definizione Δm_B è positiva. Determinando gli autovalori di $H = M - \frac{i}{2}\Gamma$ (1.26) si ottiene:

$$(\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_B)^2 = 4 \left(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2 \right), \quad (1.35)$$

$$\Delta m_B \Delta\Gamma_B = 4\Re(M_{12}\Gamma_{12}^*). \quad (1.36)$$

Il rapporto q/p è dato da:

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad (1.37)$$

Le equazioni (1.30) e (1.36) comportano $\Delta\Gamma_B < 0$, cioè lo stato a vita media più lunga è quello più leggero e viceversa.

1.2.2 Convenzioni di fase

Gli stati B^0 e \bar{B}^0 sono legati dalle trasformazioni:

$$CP|B^0\rangle = e^{2i\xi_B}|\bar{B}^0\rangle, \quad CP|\bar{B}^0\rangle = e^{-2i\xi_B}|B^0\rangle. \quad (1.38)$$

La fase ξ_B è *arbitraria*, in conseguenza della conservazione del flavor nelle interazioni forti: questa infatti consente di ridefinire liberamente la fase degli autostati di flavor nel modo seguente:

$$|B_\zeta^0\rangle = e^{-i\zeta}|B^0\rangle, \quad |\bar{B}_\zeta^0\rangle = e^{+i\zeta}|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.39)$$

ma la nuova base trasforma sotto CP nel modo seguente:

$$(CP)_\zeta|B_\zeta^0\rangle = e^{2i(\xi_B - \zeta)}|\bar{B}_\zeta^0\rangle, \quad (CP)_\zeta|\bar{B}_\zeta^0\rangle = e^{-2i(\xi_B - \zeta)}|B_\zeta^0\rangle, \quad (1.40)$$

il che corrisponde a una ridefinizione:

$$\zeta_B \rightarrow \zeta_B - \zeta \quad (1.41)$$

In seguito alla trasformazione di fase (1.39) alcune quantità descritte nel paragrafo precedente risultano ruotate:

$$M_{12}^\zeta = e^{2i\zeta} M_{12}, \quad \Gamma_{12}^\zeta = e^{2i\zeta} \Gamma_{12}, \quad (q/p)_\zeta = e^{-2i\zeta} (q/p), \quad (1.42)$$

e così le ampiezze di decadimento:

$$A_f \equiv \langle f | H | B^0 \rangle \rightarrow A_f^\zeta = e^{-i\zeta} A_f, \quad (1.43)$$

$$\bar{A}_f \equiv \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle \rightarrow \bar{A}_f^\zeta = e^{+i\zeta} \bar{A}_f, \quad (1.44)$$

ma le quantità fisicamente misurabili come i rate dei processi fisici non lo sono. Dalla trasformazione degli stati (1.39) e quella di q/p in (1.42) si deduce:

$$|B_L^\zeta\rangle = e^{i\zeta'} |B_L\rangle, \quad |B_H^\zeta\rangle = e^{i\zeta'} |B_H\rangle, \quad (1.45)$$

ovvero entrambi gli autostati di massa risultano ruotati di una fase comune, e la loro fase relativa rimane immutata.

Una libertà analoga esiste nella definizione della legge di trasformazione sotto CP per un qualunque stato adronico f e per il suo CP -coniugato $e^{2i\xi_f} \bar{f}$. Va evidenziato il fatto che la libertà nello stabilire la fase degli autostati di flavor degli adroni, definiti soltanto attraverso le interazioni forti, non implica che l'intera lagrangiana sia invariante sotto tali ridefinizioni, dal momento che in essa sono coinvolte anche le interazioni elettrodeboli.

1.2.3 Evoluzione temporale di un mesone neutro B_d libero

La differenza delle vite medie dei due autostati di massa del sistema dei mesoni B_d non è finora stata misurata, ma è prevista essere molto piccola rispetto alla vita media di entrambi. Nel Modello Standard [8]:

$$\Delta\Gamma_{B_d}/\Gamma_{B_d} = \mathcal{O}(10^{-3} \div 10^{-2}), \quad (1.46)$$

ma $\Delta\Gamma_{B_d} \ll \Gamma_{B_d}$ è un'assunzione ragionevolmente indipendente da particolari modelli teorici, dal momento che $\Delta\Gamma$ è dovuta solo ai canali di decadimento comuni a B^0 e \bar{B}^0 , che i branching ratio per questi canali sono dell'ordine di 10^{-3} o meno e che diversi canali contribuiscono a $\Delta\Gamma$ con segni differenti.

La differenza di massa Δm_{B_d} è stata invece misurata e si è trovato [9]:

$$x_d \equiv \Delta m_{B_d}/\Gamma_{B_d} = 0.730 \pm 0.029. \quad (1.47)$$

Da (1.46) e (1.47) si conclude quindi, indipendentemente dal modello teorico, che

$$\Delta\Gamma_B \ll \Delta m_B. \quad (1.48)$$

Le equazioni (1.29), (1.46) e (1.48) implicano quindi, a $\mathcal{O}(10^{-2})$, che le equazioni (1.35), (1.36) e (1.37) si semplificano in:

$$\Delta m_B = 2|M_{12}|, \quad \Delta\Gamma_B = 2\Re(M_{12}\Gamma_{12}^*)/|M_{12}|, \quad (1.49)$$

$$q/p = -|M_{12}|/M_{12}. \quad (1.50)$$

Sempre nella stessa approssimazione i coefficienti $a_L(t)$ e $a_H(t)$ dello sviluppo di un qualunque stato $|B(t)\rangle$ nella base degli autostati di massa B_H e B_L :

$$\begin{aligned} a_H(t) &= a_H(0)e^{-iM_H t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_H t} \\ &= a_H(0)e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}e^{-i(\Delta m_B - \Delta\Gamma_B/2)t}, \\ a_L(t) &= a_L(0)e^{-iM_L t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L t} \\ &= a_L(0)e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}e^{+i(\Delta m_B - \Delta\Gamma_B/2)t}, \end{aligned} \quad (1.51)$$

($M = \frac{1}{2}(M_H + M_L)$ e $\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_H + \Gamma_L)$), si semplificano nel modo seguente:

$$\begin{aligned} a_H(t) &= a_H(0)e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}e^{-i\Delta m_B t}, \\ a_L(t) &= a_L(0)e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}e^{+i\Delta m_B t}. \end{aligned} \quad (1.52)$$

Se indichiamo con $|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle$ e $|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle$ gli evoluti temporali degli stati iniziali (all'istante $t = 0$) B^0 e \bar{B}^0 , il primo ha $a_L(0) = a_H(0) = 1/(2p)$, il secondo ha $a_L(0) = -a_H(0) = 1/(2q)$, e l'evoluzione temporale è data in forma esplicita da:

$$|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + (q/p)g_-(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.53)$$

$$|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle = (p/q)g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.54)$$

dove

$$g_+(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}\cos(\Delta m_B t/2), \quad (1.55)$$

$$g_-(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}i\sin(\Delta m_B t/2). \quad (1.56)$$

1.2.4 Evoluzione temporale di uno stato coerente $B^0\bar{B}^0$

In una “*B Factory*”, cioè un collider e^+e^- operante a un'energia nel centro di massa pari alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$, nel decadimento della $\Upsilon(4S)$ ($J = 1$) viene prodotta una coppia di mesoni pseudoscalari B^0 e \bar{B}^0 ($J = 0$). Il momento angolare orbitale del sistema è $L = 1$, lo spin totale è $S = 0$. La statistica di Bose-Einstein impone che lo stato fisico del sistema al tempo iniziale $t = 0$ sia antisimmetrico nello spazio del flavor:

$$|\psi\rangle_{\text{flavor}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |B^0\rangle|\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle|B^0\rangle \} \quad (1.57)$$

Ricordando le relazioni (1.31) e (1.32) tra autostati di massa e autostati di flavor si può riscrivere questa condizione come:

$$|\psi\rangle_{\text{flavor}} \propto |B_H\rangle|B_L\rangle - |B_L\rangle|B_H\rangle \quad (1.58)$$

quindi all'istante iniziale ci sono esattamente un B_L e un B_H . L'evoluzione temporale successiva delle due particelle è descritta dalle equazioni (1.53) e (1.54). Le due particelle possono essere identificate per mezzo dell'angolo polare θ che ciascuna delle loro traiettorie forma con la direzione del fascio di e^- nel riferimento di quiete della $\Upsilon(4S)$: in questo riferimento infatti una particella viene emessa in avanti, $0 < \theta < \pi/2$, e l'altra all'indietro, $\pi/2 < \theta < \pi$. Se t_f è il tempo proprio della particella emessa in avanti e (θ_f, ϕ_f) sono le sue coordinate

angolari, e t_b , ($\theta_b = \pi - \theta_f$, $\phi_b = \phi_f + \pi$) le grandezze analoghe per l'altra particella, la funzione d'onda totale del sistema:

$$S(t_f, t_b) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |B_{\text{phys}}^0(t_f, \theta_f, \phi_f)\rangle |\bar{B}_{\text{phys}}^0(t_b, \pi - \theta_f, \phi_f + \pi)\rangle - |\bar{B}_{\text{phys}}^0(t_f, \theta_f, \phi_f)\rangle |B_{\text{phys}}^0(t_b, \pi - \theta_f, \phi_f + \pi)\rangle \} \sin(\theta_f) \quad (1.59)$$

può essere scritta:

$$S(t_f, t_b) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-(\Gamma/2 + iM)(t_f + t_b)} \{ \cos[\Delta m_B(t_f - t_b)/2] (|B_f^0\rangle |\bar{B}_b^0\rangle - |\bar{B}_f^0\rangle |B_b^0\rangle) - i \sin[\Delta m_B(t_f - t_b)/2] (\frac{p}{q} |B_f^0\rangle |B_b^0\rangle - \frac{q}{p} |\bar{B}_f^0\rangle |\bar{B}_b^0\rangle) \} \sin(\theta_f). \quad (1.60)$$

Poiché i B hanno impulsi uguali nel sistema di riferimento della $\Upsilon(4S)$, finché una delle due particelle non decade si ha $t_f = t_b = t$ e la funzione d'onda del sistema si riduce a:

$$S(t_f, t_b) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-(\Gamma + 2iM)t} \{ |B_f^0\rangle |\bar{B}_b^0\rangle - |\bar{B}_f^0\rangle |B_b^0\rangle \} \sin(\theta_f), \quad (1.61)$$

cioè a ogni istante ci sono esattamente un B^0 e un \bar{B}^0 o equivalentemente un B_L e un B_H (o, ancora, un B_+ e un B_-). Quando una delle due particelle decade il suo tempo cessa di scorrere; allora il termine della funzione d'onda proporzionale a $\sin[\Delta m_B(t_f - t_b)/2]$ inizia a dare un contributo.

Dall'equazione (1.60) si può ricavare l'ampiezza di probabilità dipendente dal tempo per un processo in cui uno dei due B decade nello stato finale f_1 al tempo t_1 e l'altro decade nello stato finale f_2 al tempo t_2 ; la formula che si ottiene è:

$$A(t_1, t_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-(\Gamma/2 + iM)(t_1 + t_2)} \zeta(t_1, t_2) \{ \cos[\Delta m_B(t_1 - t_2)/2] (A_1 \bar{A}_2 - \bar{A}_1 A_2) - i \sin[\Delta m_B(t_1 - t_2)/2] (\frac{p}{q} A_1 A_2 - \frac{q}{p} \bar{A}_1 \bar{A}_2) \} \sin(\theta_1), \quad (1.62)$$

dove A_i è l'ampiezza per il processo $B^0 \rightarrow f_i$ e \bar{A}_i l'ampiezza per il processo $\bar{B}^0 \rightarrow f_i$, e dove - per mantenere i segni consistenti con l'equazione (1.60) - è stata adottata la scrittura:

$$\zeta(t_1, t_2) = \begin{cases} +1 & t_1 = t_f, t_2 = t_b, \\ -1 & t_1 = t_b, t_2 = t_f \end{cases} \quad (1.63)$$

(questo segno scompare nel passaggio dalle ampiezze di probabilità ai tassi di decadimento).

Nota l'ampiezza il rate di questo processo combinato è immediatamente calcolabile:

$$R(t_1, t_2) = C e^{-\Gamma(t_1 + t_2)} \times \{ (|A_1|^2 + |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 + |\bar{A}_2|^2) - 4 \Re(\frac{q}{p} A_1^* \bar{A}_1) \Re(\frac{q}{p} A_2^* \bar{A}_2) \}$$

$$\begin{aligned}
 & -\cos(\Delta m_B(t_1 - t_2))[(|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 - |\bar{A}_2|^2) + 4\Im(\frac{q}{p}A_1^*\bar{A}_1)\Im(\frac{q}{p}A_2^*\bar{A}_2)] \\
 & + 2\sin(\Delta m_B(t_1 - t_2))[\Im(\frac{q}{p}A_1^*\bar{A}_1)(|A_2|^2 - |\bar{A}_2|^2) - (|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2)\Im(\frac{q}{p}A_2^*\bar{A}_2)].
 \end{aligned} \tag{1.64}$$

Nel ricavare questa formula è stata eseguita una integrazione sulle direzioni di entrambi i B per eliminare le dipendenze angolari ed è stata utilizzata l'approssimazione $|q/p| = 1$ ricavata in (1.50). C è un fattore globale di normalizzazione.

Consideriamo ora il caso particolare in cui un B decade in un autostato di CP , f_{CP} , al tempo $t_1 = t_{CP}$, mentre l'altro decade in uno stato di tag (cioè uno stato che è accessibile a uno solo dei due autostati di flavor), f_{tag} , al tempo $t_2 = t_{tag}$: per esempio sia f_{tag} uno stato raggiungibile dal solo mesone \bar{B}^0 , quindi $A_2 = 0$, $\bar{A}_2 = \bar{A}_{tag}$. Questo significa che l'altro B deve essere un B^0 all'istante t_2 in cui il decadimento ha luogo; questo vale anche nel caso in cui il decadimento di tag avvenga dopo il decadimento nell'autostato di CP : in questo caso lo stato dell'altro B a ogni istante $t_f < t_{tag}$ deve essere quella sovrapposizione di B^0 e \bar{B}^0 che, se non fosse decaduta, sarebbe evoluta in un B^0 all'istante $t_f = t_{tag}$. L'espressione generale del rate dipendente dai due tempi di decadimento (1.64) si riduce quindi alla forma più semplice:

$$\begin{aligned}
 R(t_{tag}, t_{CP}) = & C e^{-\Gamma(t_{tag} + t_{CP})} |\bar{A}_{tag}|^2 |A_{f_{CP}}|^2 \{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2 \\
 & + \cos[\Delta m_B(t_{CP} - t_{tag})](1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) - 2\sin[\Delta m_B(t_{CP} - t_{tag})]\Im(\lambda_{f_{CP}})\}
 \end{aligned} \tag{1.65}$$

dove:

$$\lambda_{f_{CP}} \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}}{A_{\bar{f}_{CP}}}. \tag{1.66}$$

Nella seconda forma di $\lambda_{f_{CP}}$ si è fatto uso della proprietà:

$$\bar{A}_{f_{CP}} = \eta_{f_{CP}} \bar{A}_{\bar{f}_{CP}}, \tag{1.67}$$

dove $\eta_{f_{CP}}$ è l'autovalore di CP per lo stato f_{CP} .

Nel caso in cui lo stato finale di tag ha $\bar{A}_2 = 0$ e $A_2 = A_{tag}$, identificando in questo modo l'altra particella come un \bar{B} all'istante t_{tag} , per il rate si trova un'espressione simile all'equazione (1.65), eccetto per i segni dei termini in seno e coseno, che sono invertiti. Sempre nell'approssimazione $|q/p| = 1$ le ampiezze per i tag opposti sono identiche, quindi la cosiddetta asimmetria di CP dipendente dal tempo, definita come il rapporto tra la differenza dei due rate e la loro somma, è data da:

$$a_{f_{CP}} = \frac{(1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) \cos(\Delta m_B t) - 2\Im \lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}, \tag{1.68}$$

dove $t = t_{CP} - t_{tag}$.

È interessante notare che le espressioni di sopra possono essere integrate nella variabile $(t_{CP} + t_{tag})$, che per $t_{CP} \geq 0$ e $t_{tag} \geq 0$ può assumere valori tra $|t_{CP} - t_{tag}|$ e $+\infty$. In questo modo si può fittare la dipendenza dalla sola variabile $t_{CP} - t_{tag}$ senza dover misurare l'istante di decadimento della $\Upsilon(4S)$. La possibilità di mettere in relazione la variabile $t_{CP} - t_{tag}$ alla distanza tra i

vertici di decadimento costituisce la ragione principale per la costruzione delle B *Factory* asimmetriche: se si dovesse integrare anche su questa variabile, tutta l'informazione sul coefficiente di $\sin(\Delta m_B(t_1 - t_2))$ andrebbe persa e l'esperimento sarebbe sensibile solo agli effetti di violazione di CP connessi con $|\lambda| \neq 1$ (che, come spiegato nei paragrafi seguenti, presentano certi svantaggi rispetto a questa misura).

1.3 I tre tipi di violazione di CP nei decadimenti dei mesoni B

Nei decadimenti dei mesoni B la violazione di CP si può manifestare in tre modi differenti, indicati come:

1. *violazione di CP nel decadimento o diretta;*
2. *violazione di CP nel mixing o indiretta;*
3. *violazione di CP nell'interferenza tra decadimenti con e senza mixing.*

Come verrà mostrato tra breve questa classificazione risulta indipendente dal modello teorico sottostante.

1.3.1 Violazione di CP nel decadimento

Si ha violazione di CP nel decadimento quando l'ampiezza di un decadimento e quella del suo CP -coniugato risultano diverse in modulo. Questo effetto può aver luogo sia nei decadimenti dei B carichi che in quelli dei B neutri.

Sia A_f l'ampiezza del processo di decadimento $B^0 \rightarrow f$ e $\bar{A}_{\bar{f}}$ quella del suo CP -coniugato, $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}$; il rapporto $|\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}|$ è indipendente dalle convenzioni di fase per B e f , e la conservazione di CP impone che:

$$\left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right| = 1; \quad (1.69)$$

quando questa condizione non è soddisfatta allora CP è violata, come spiegato in seguito.

I moduli delle ampiezze di decadimento CP -coniugate possono risultare differenti quando ad un singolo decadimento contribuiscono più ampiezze A_i con differenti fasi deboli ϕ_i (cioè fasi dovute alla presenza nella lagrangiana di costanti di accoppiamento complesse; nel Modello Standard queste sono presenti solo nel termine contenente V_{CKM} , che riguarda solo interazioni deboli, da cui il nome dato a tali fasi). Infatti se A è data da:

$$A = \langle f | H | B^0 \rangle = \sum_i A_i e^{i\phi_i} \quad (1.70)$$

allora:

$$\bar{A} = \langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle = e^{2i(\xi_f - \xi_B)} \langle f | (CP)^\dagger H (CP) | B^0 \rangle = e^{2i(\xi_f - \xi_B)} \sum_i A_i e^{-i\phi_i} \quad (1.71)$$

e la presenza di fasi deboli differenti può tradursi in moduli diversi per A e \bar{A} . Mentre le singole fasi dipendono dalla convenzione scelta, le differenze tra le fasi di termini differenti di A ne sono indipendenti e così pure $|\frac{\bar{A}_f}{A_f}|$.

La situazione è resa leggermente più complicata dalla presenza delle cosiddette fasi forti, ovvero fasi che possono comparire in A e \bar{A} a causa di contributi da transizioni con stati intermedi reali. Normalmente i contributi di questo tipo che risultano dominanti sono dovuti alle interazioni forti, da cui il nome dato a queste fasi. Poiché le interazioni forti sono CP -invarianti, le fasi δ_i compaiono con lo stesso segno in A e \bar{A} , per cui:

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)}, \quad \bar{A}_f = e^{2i(\xi_f - \xi_B)} \sum_i A_i e^{i(\delta_i - \phi_i)}, \quad (1.72)$$

Come prima, la quantità:

$$\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| = \left| \frac{\sum_i A_i e^{i(\delta_i - \phi_i)}}{\sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)}} \right| \quad (1.73)$$

è indipendente dalle convenzioni di fase e, se CP è conservata, è uguale a 1 poiché le fasi deboli ϕ_i sono tutte uguali; quindi:

$$|\bar{A}_f/A_f| \neq 1 \implies \text{violazione di } CP. \quad (1.74)$$

Il contrario non è necessariamente vero, a causa della presenza delle fasi forti: perché si abbia $|\bar{A}_f/A_f| \neq 1$ in presenza di violazione di CP è necessario infatti che almeno due termini con differenti fasi deboli abbiano anche diverse fasi forti, come si ricava dall'equazione (1.73):

$$|A|^2 - |\bar{A}|^2 = -2 \sum_{i,j} A_i A_j \sin(\phi_i - \phi_j) \sin(\delta_i - \delta_j). \quad (1.75)$$

Ogni asimmetria nei tassi di decadimento dei mesoni B carichi in stati finali CP -coniugati:

$$a_f = \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})} \neq 0, \quad (1.76)$$

è indotta dalla violazione diretta di CP , infatti a_f si riscrive in termini delle ampiezze di decadimento nel modo seguente:

$$a_f = \frac{1 - |\bar{A}/A|^2}{1 + |\bar{A}/A|^2}. \quad (1.77)$$

La violazione diretta di CP comunque è possibile anche nei decadimenti dei mesoni B neutri.

Poiché il modulo e la fase forte di ogni ampiezza coinvolgono la fisica di lunga distanza delle interazioni forti, non direttamente calcolabile dai principi primi, non è banale collegare le asimmetrie misurate con la fase di Kobayashi-Maskawa del Modello Standard. A questo proposito numerosi modelli teorici e tecniche di calcolo sono stati studiati negli ultimi anni, ma le incertezze teoriche sono tuttora significative.

1.3.2 Violazione di CP nel mixing

Si ha violazione di CP nel mixing quando la quantità

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right|, \quad (1.78)$$

indipendente dalle convenzioni di fase e quindi fisicamente significativa, risulta diversa da uno. La conservazione di CP richiede infatti che gli autostati di massa del sistema dei mesoni B_d siano anche autostati di CP ; in tal caso:

$$CP|B_{L,H}\rangle = e^{i\phi_{L,H}}|B_{L,H}\rangle \quad (1.79)$$

da cui, tenendo conto dell'equazione (1.38):

$$pe^{2i\zeta_B}|\bar{B}^0\rangle + qe^{-2i\zeta_B}|B^0\rangle = e^{i\phi_L}(p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle). \quad (1.80)$$

Questo a sua volta implica che né p né q possono essere nulli, e che:

$$pe^{2i\zeta_B} = qe^{i\phi_L}, \quad (1.81)$$

$$qe^{-2i\zeta_B} = pe^{i\phi_L}; \quad (1.82)$$

dividendo membro a membro le due equazioni si ricava:

$$\frac{p}{q}e^{4i\zeta_B} = \frac{q}{p} \quad (1.83)$$

da cui:

$$\frac{q}{p} = e^{2i\zeta_B} \quad (1.84)$$

e

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1. \quad (1.85)$$

Di conseguenza:

$$|q/p| \neq 1 \implies \text{violazione di } CP. \quad (1.86)$$

È evidente che la violazione di CP nel mixing è un fenomeno che riguarda solo i sistemi di mesoni neutri. Essa è stata osservata per la prima volta nei decadimenti semileptonici dei mesoni K ; nel sistema dei B neutri questo effetto potrebbe essere rivelato attraverso la misura delle asimmetrie nei tassi di decadimento in canali semileptonici:

$$a_{sl} = \frac{\Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow \ell^+\nu X) - \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow \ell^-\nu X)}{\Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow \ell^+\nu X) + \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow \ell^-\nu X)} \neq 0. \quad (1.87)$$

In termini di $|q/p|$ infatti:

$$a_{sl} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}, \quad (1.88)$$

come si ricava da:

$$\langle \ell^-\nu X | H | B_{\text{phys}}^0(t) \rangle = (q/p)g_-(t)A^*, \quad \langle \ell^+\nu X | H | \bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rangle = (p/q)g_-(t)A \quad (1.89)$$

(equazioni ottenute dall'espressione completa di $|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle$ e $|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle$ e dal fatto che lo stato finale $\ell^- \nu X$ è raggiungibile solo dallo stato iniziale \bar{B}^0 mentre $\ell^+ \nu X$ è accessibile solo a B^0).

Da quanto esposto nel paragrafo 1.2.3 (equazione (1.50)) gli effetti di violazione di CP nel mixing nei decadimenti dei B_d neutri, come le asimmetrie nei decadimenti semileptonici, sono previsti essere piccoli, $\approx \mathcal{O}(10^{-3})$ [8]; se sperimentalmente si misurassero asimmetrie significativamente superiori queste potrebbero costituire quindi un indizio di fisica oltre il Modello Standard. Qualora invece si misurassero valori delle asimmetrie compatibili con quanto stimato dal Modello Standard, sarebbe difficile da queste risalire ai parametri fondamentali della matrice V_{CKM} , dal momento che per determinare nella teoria attuale le deviazioni del rapporto q/p da una pura fase è necessario calcolare Γ_{12} e M_{12} , e questo comporta grandi incertezze teoriche, derivanti specialmente dai modelli di adronizzazione per Γ_{12} .

1.3.3 Violazione di CP nella interferenza tra i decadimenti con e senza mixing

Un terzo modo in cui si può manifestare la violazione di CP è nei decadimenti dei mesoni B neutri in autostati di CP , f_{CP} , accessibili sia a B^0 che a \bar{B}^0 . Si consideri a tal proposito la grandezza λ definita nell'equazione (1.66), $\lambda = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}}$. Se CP è conservata, come visto nei paragrafi precedenti, $|q/p| = 1$ e $|\bar{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}}| = 1$; inoltre la fase relativa tra (q/p) e $(\bar{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}})$ si annulla, infatti:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{f_{CP}} = \langle \bar{f}_{CP} | H | \bar{B}^0 \rangle &= e^{-2i\zeta_B} \langle f_{CP} | (CP)^\dagger H (CP) | B^0 \rangle \\ &= e^{-2i\zeta_B} \langle f_{CP} | H | B^0 \rangle \\ &= e^{-2i\zeta_B} A \\ &= \frac{p}{q} A \end{aligned} \tag{1.90}$$

dove nell'ultimo passaggio si è fatto uso della equazione (1.84). Quindi:

$$\lambda = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} = \eta_{f_{CP}} \tag{1.91}$$

e:

$$\lambda \neq \pm 1 \implies \text{violazione di } CP. \tag{1.92}$$

Sia la violazione di CP nel decadimento (1.74) che quella nel mixing (1.86) implicano $|\lambda| \neq 1$ e quindi in particolare $\lambda \neq \pm 1$, tuttavia è possibile che con buona approssimazione questi due effetti siano trascurabili ($|q/p| \approx 1$ e $|\bar{A}/A| \approx 1$) ma tuttavia CP sia significativamente violata per effetto di λ (il cui modulo in questo caso è uguale a 1) diverso da ± 1 in conseguenza di una parte immaginaria non nulla:

$$|\lambda| = 1, \quad \Im \lambda \neq 0. \tag{1.93}$$

In questo caso si parla di *violazione di CP nell'interferenza tra i decadimenti con e senza mixing*. Come il precedente, anche questo tipo di violazione di CP è stato osservato nel sistema dei mesoni K neutri; per quanto riguarda il sistema dei mesoni B neutri esso può essere messo in evidenza nelle asimmetrie

dipendenti dal tempo dei rate di decadimento in autostati di CP degli evoluti temporali di un B^0 e di un \bar{B}^0 , introdotte al paragrafo 1.2.3 (equazione (1.68)):

$$\begin{aligned}
 a_{f_{CP}} &\equiv \frac{\Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \\
 &= \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta m_B t) - 2\Im\lambda \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\lambda|^2} \neq 0. \quad (1.94)
 \end{aligned}$$

Questa quantità è infatti chiaramente non nulla - oltre che per $|\lambda| \neq 1$ - qualora $|\lambda| = 1$ e $\Im\lambda \neq 0$, nel qual caso:

$$a_{f_{CP}} = -\Im\lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t). \quad (1.95)$$

Questa situazione, in cui CP è violata nell'interferenza tra decadimenti con e senza mixing senza che vi siano contributi significativi dalla violazione di CP diretta e nel mixing, è molto interessante poiché consente di ricavare stime dei parametri fondamentali della lagrangiana elettrodebole che non sono affette da larghe incertezze teoriche. Quando invece la violazione di CP nell'interferenza è accompagnata da quella diretta (quella nel mixing, come si è detto, dovrebbe essere trascurabile, almeno nel Modello Standard) allora l'asimmetria (1.94) dipende anche dal rapporto tra le differenti ampiezze e dalle loro fasi relative per cui l'estrazione dei parametri risulta affetta da incertezze adroniche. In alcuni di questi casi le incertezze maggiori possono essere eliminate misurando i rate di canali collegati da trasformazioni di isospin e di nuovo risulta possibile estrarre le fasi della matrice V_{CKM} con una certa precisione.

Un esempio di decadimento dei mesoni B neutri in cui ci si aspetta che la violazione diretta sia trascurabile è il decadimento $B_d \rightarrow J/\psi K_s^0$ ($\eta_{J/\psi K_s^0} = 1$), dal quale - una volta misurata la asimmetria dipendente dal tempo - è possibile risalire all'angolo β del Triangolo di Unitarietà attraverso la relazione [10]:

$$\Im\lambda(B_d \rightarrow J/\psi K_s^0) = \sin 2\beta \quad (1.96)$$

1.4 Decadimenti a due corpi senza charm dei mesoni B

I decadimenti senza charm ($b \not\rightarrow c$) costituiscono un ricco e, nonostante i piccoli branching ratio previsti (dell'ordine di $10^{-5} - 10^{-6}$), interessante settore dei decadimenti dei mesoni B . Diversi processi contribuiscono a questi decadimenti; i principali sono rappresentati in figura 1.3.

I decadimenti senza charm dei mesoni B sono considerati con interesse per la possibilità da essi offerta di determinare gli angoli α e γ del Triangolo di Unitarietà. L'interesse è particolarmente aumentato da quando è stato scoperto che quelle che venivano ritenute le strategie principali per misurare i due angoli, cioè la misura della asimmetria dipendente dal tempo nei decadimenti dei mesoni neutri nel canale $\pi^+\pi^-$ (α) e la misura dei rate di decadimento dei processi $B^+ \rightarrow D^0 K^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$, $B^+ \rightarrow D_{\pm}^0 K^+$ e dei loro coniugati di carica [11][12] (γ), potrebbero non funzionare a causa di incorrette assunzioni o per effetto di non trascurabili difficoltà sperimentali, come nel caso $B \rightarrow DK$ [14]. Nel primo caso le misure di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ e $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ pubblicate

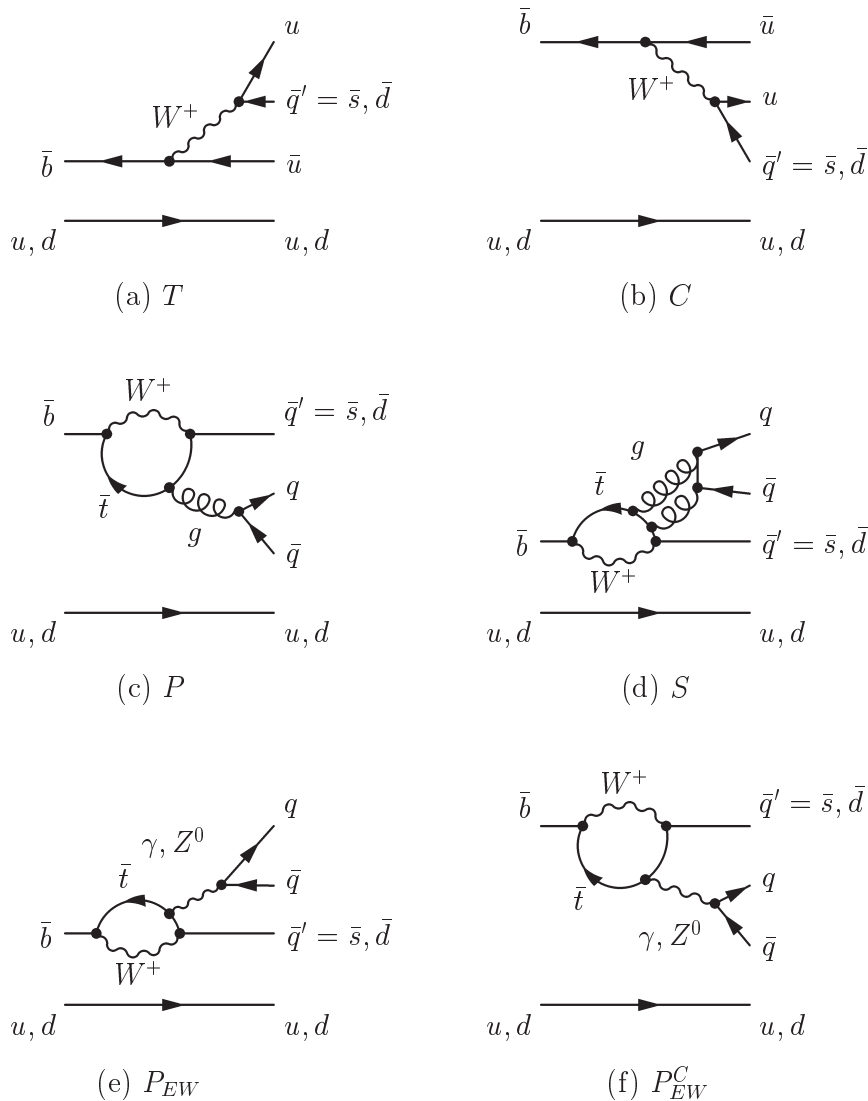


Figura 1.3: Diagrammi di Feynman per le ampiezze che contribuiscono ai decadimenti senza charm dei mesoni B : (a) albero esterno, (b) albero interno, (c) pinguino interno, (d) pinguino esterno, (e) pinguino elettrodebole esterno e (f) pinguino elettrodebole interno.

dalla collaborazione CLEO [13] hanno mostrato che i contributi dai diagrammi a pinguino non sono trascurabili e che quindi l'ipotesi che l'ampiezza sia dominata dai soli diagrammi ad albero è infondata. Tecniche alternative, basate su analisi di isospin o sull'uso della simmetria $SU(3)$ di sapore delle interazioni forti, sono state studiate per estrarre α e γ dai dati sui processi $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow K\pi$ e

$B \rightarrow KK$. In particolare alcuni di questi approcci([15] e [16] per α , [17] e [18] per γ) richiedono la misura dei branching ratio e in alcuni casi delle asimmetrie di rate (per convalidare alcune ipotesi iniziali, [17], o come vincolo aggiuntivo, [18]) dei decadimenti dei mesoni B carichi nei canali con un K neutro e un pione o un kaone carico. Questa è la motivazione teorica della rilevanza dello studio presentato in questo lavoro di tesi.

Capitolo 2

Il rivelatore *BABAR*

2.1 Introduzione

L'obiettivo principale dell'esperimento *BABAR* consiste nello studio sistematico della violazione di CP nel sistema dei mesoni B , in particolare nell'interferenza tra decadimenti dei B neutri con e senza mixing (la cui importanza è stata descritta nel capitolo precedente). Altri obiettivi molto importanti sono la misura di precisione dei decadimenti del leptone τ e dei mesoni contenenti i quark b e c e la ricerca di processi rari che diventano accessibili grazie alla elevata luminosità della *B Factory* PEP-II [19] presso cui l'esperimento è in corso.

PEP-II è un *collider* e^+e^- progettato per operare con una luminosità di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e oltre a una energia nel centro di massa di 10.58 GeV. Questa energia corrisponde alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$, la quale decade esclusivamente in coppie $B^0\bar{B}^0$ e B^+B^- (con $\mathcal{B} = 50\%$); di conseguenza la sezione d'urto di produzione delle coppie $B\bar{B}$ è particolarmente elevata, $\sigma = 1.1 \text{ nb}$, confrontabile con la sezione d'urto di produzione delle coppie di quark-antiquark più leggere e delle coppie $\tau^+\tau^-$ (si veda tabella 2.1). Per questo motivo PEP-II costituisce un laboratorio ideale per lo studio dei mesoni B , dei mesoni charmati e del leptone τ .

Tipo di evento	Sezione d'urto (nb)
$b\bar{b}$	1.10
$c\bar{c}$	1.30
$s\bar{s}$	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$d\bar{d}$	0.35
e^+e^-	~ 53
$\mu^+\mu^-$	1.16
$\tau^+\tau^-$	0.94

Tabella 2.1: Sezioni d'urto dei principali processi fisici al picco della $\Upsilon(4S)$ (10.58 GeV). La sezione d'urto e^+e^- si riferisce a eventi in cui almeno una delle due particelle è contenuta all'interno del volume del calorimetro elettromagnetico, che è impiegato per il trigger degli eventi.

La macchina è asimmetrica nel senso che i fasci che collidono hanno energie diverse, 8.98 GeV gli elettroni e 3.12 GeV i positroni. La risonanza $\Upsilon(4S)$ prodotta ha quindi un boost $\beta\gamma = 0.55$ nel verso del fascio di alta energia; poiché i mesoni B emessi nel decadimento della $\Upsilon(4S)$ sono quasi fermi nel sistema di riferimento del centro di massa, anch'essi risultano dotati di un boost simile nel sistema del laboratorio, e si muovono in esso praticamente paralleli all'asse z dei fasci. Questa proprietà è fondamentale per lo studio della violazione di CP nell'interferenza, nella quale è necessario misurare la dipendenza della asimmetria di rate di decadimenti in autostati di CP dalla differenza t tra i tempi propri di decadimento dei due B . Questo studio richiede infatti di ricostruire separatamente e con buona precisione i due vertici, in modo da risalire - dalla differenza tra le lunghezze dei cammini percorsi - a t ; poiché i B viaggiano con buona approssimazione lungo z con $\beta\gamma = 0.55$, i due vertici sono separati in media lungo tale asse da una distanza $\langle\Delta z\rangle \approx \beta\gamma c\tau = 250 \mu\text{m}$, misurabile da un buon rivelatore, e t è facilmente determinabile attraverso la formula:

$$\Delta z \approx \beta\gamma ct. \quad (2.1)$$

La misura della violazione di CP nell'interferenza richiede eventi in cui un mesone B decade in un autostato di CP (che deve essere completamente ricostruito), mentre l'altro mesone B viene identificato come B^0 o \bar{B}^0 per mezzo dei suoi prodotti di decadimento: un leptone carico, un K carico o un D^* (a sua volta identificato per mezzo dei prodotti del suo decadimento). I branching ratio molto piccoli per i decadimenti dei mesoni B in autostati di CP , tipicamente dell'ordine di 10^{-4} , la necessità di ricostruire completamente stati finali contenenti tipicamente due o più particelle cariche e π^0 , l'identificazione del *flavor* dei B neutri (*tagging*) e la misura di due vertici separati in media di $250 \mu\text{m}$ hanno imposto al rivelatore:

- un'accettanza grande e uniforme, con una copertura efficace fino a piccoli angoli polari relativi alla direzione del boost, per evitare perdite di particelle;
- un'eccellente efficienza di rivelazione per particelle cariche di impulso fino a 60 MeV/c e per fotoni fino a 20 MeV;
- un'ottima risoluzione in impulso nell'intero range cinematico;
- eccellenti risoluzioni in energia e in angolo per i fotoni da π^0 e da decadimenti radiativi dei B nell'intervallo da 20 MeV a 4 GeV;
- un'ottima risoluzione del vertice, sia trasversalmente che parallelamente al fascio;
- un'efficiente identificazione degli elettroni e dei muoni, importante per il *tagging* dei B nei decadimenti semi-leptonici e per lo studio dei decadimenti leptonici e dei decadimenti rari;
- un'efficiente identificazione degli adroni in un ampio intervallo di impulsi, per il *tagging* dei B e per distinguere pioni e kaoni nello studio dei decadimenti dei B (ad es. nei canali $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ o $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), del τ e dei mesoni charmati.

Il rivelatore è stato inoltre dotato di:

- un sistema di trigger selettivo, che consente di processare e analizzare solo gli eventi fisicamente interessanti, e al tempo stesso altamente ridondante in modo da essere efficiente per tutti i processi di interesse e per limitare le incertezze sistematiche;
- un'elettronica poco rumorosa;
- componenti in grado di tollerare dosi significative di radiazione e di operare sotto condizioni di fondi elevati.

Pur essendo ottimizzata per gli studi di CP , quindi, l'architettura del rivelatore è ben adatta anche per gli altri studi di fisica citati inizialmente.

Per raggiungere la sensibilità desiderata per le misure più interessanti sarà necessario avere a disposizione un numero di mesoni B dell'ordine di 10^8 ; essendo la sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ - al picco della $\Upsilon(4S)$ - pari a 1.1 nb, la luminosità integrata corrispondente è dell'ordine di 100 fb^{-1} , raggiungibile dopo soli tre anni di operazioni con la luminosità e le efficienze di progetto.

2.2 Descrizione generale del rivelatore

Il rivelatore *BABAR* [20] è stato progettato e costruito da un'ampia scollaborazione internazionale di scienziati e ingegneri. Una sezione longitudinale e una trasversale del rivelatore con indicate le principali dimensioni sono illustrate in figura 2.1 e figura 2.2. Procedendo dall'interno verso l'esterno sono riconoscibili

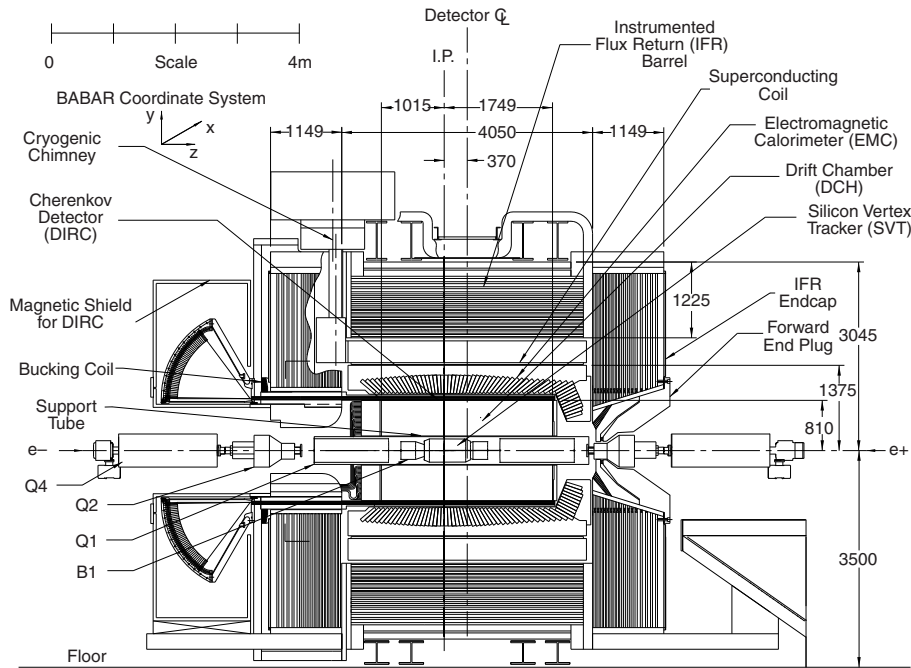
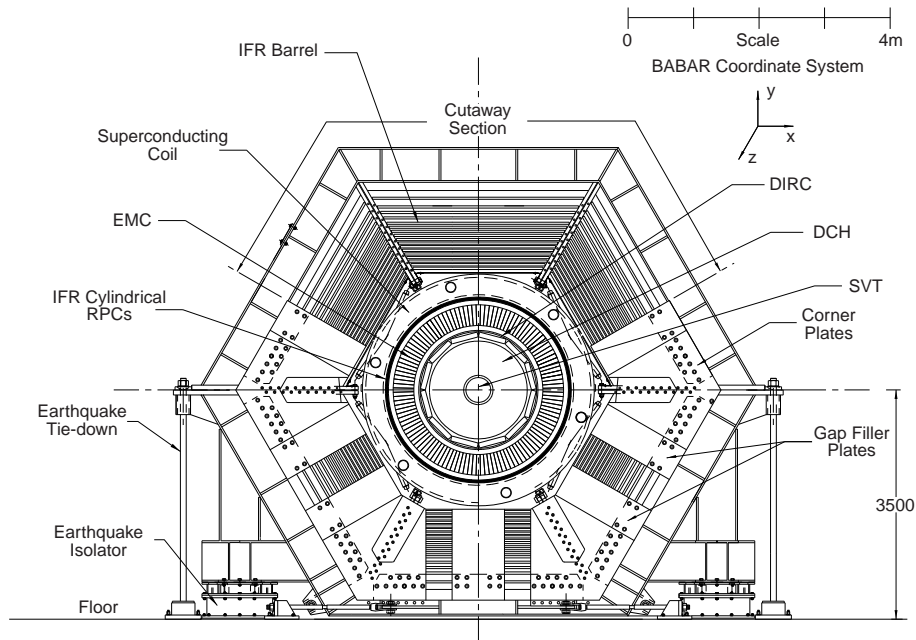


Figura 2.1: Sezione longitudinale del rivelatore *BABAR*.

i diversi componenti di *BABAR*:

- un rivelatore di vertice al silicio (SVT - *Silicon Vertex Tracker*);
- una camera a deriva (DCH - *Drift CHamber*);
- un rivelatore di luce Čerenkov (DIRC - *Detector of Internally Reflected Čerenkov light*);
- un calorimetro elettromagnetico a cristalli di ioduro di cesio (EMC - *ElectroMagnetic Calorimeter*);
- un solenoide superconduttore, che produce un campo magnetico di 1.5 T;
- un rivelatore di muoni e adroni neutri (IFR - *Instrumented Flux Return*), che utilizza come materiale passivo il ferro necessario per contenere il ritorno di flusso del campo magnetico.

In figura 2.1 si può inoltre vedere come, per massimizzare l'accettanza tenendo conto del boost cinematico delle particelle dovuto alle energie asimmetriche dei


 Figura 2.2: Sezione trasversale del rivelatore *BABAR*.

fasci, l'intero rivelatore è stato traslato di 0.37 m nel verso del fascio di energia superiore (l'asse verticale del detector, indicato con CL, è spostato in avanti - nel verso degli elettroni - rispetto al punto di interazione, I.P.).

Il sistema di coordinate di *BABAR* è solidale con il sistema di tracciatura principale, la camera a deriva. L'asse z coincide con l'asse principale di questa ed è ruotato rispetto alla direzione dei fasci di circa 20 mrad; il verso positivo dell'asse z è concorde con il verso del fascio di energia superiore. L'asse y è diretto verticalmente verso l'alto e l'asse x è diretto orizzontalmente verso l'esterno degli anelli di accumulazione. Tutti i sottosistemi di *BABAR* operano con buone prestazioni per angoli polari compresi tra 350 mrad e $\pi - 400$ mrad.

Il rivelatore ha un'architettura relativamente compatta, essendo le sue dimensioni trasverse limitate dall'altezza dei fasci rispetto a terra (3.50 m). In fase di progettazione, oltre naturalmente ai vincoli economici, si è dovuto tenere conto di:

- richieste di fisica: ad esempio, il raggio del solenoide è stato scelto in modo da produrre un campo magnetico sufficientemente elevato da consentire la risoluzione di progetto sui parametri delle tracce cariche ricostruite nella camera a deriva;
- vincoli spaziali: ad esempio, nel progetto del rivelatore di vertice si è dovuto tenere conto della presenza dei magneti di PEP-II vicino alla zona di interazione.

Particolare cura è stata posta nel ridurre il più possibile il materiale situato nella regione attiva del rivelatore, per due motivi principali:

- l'impulso medio delle particelle cariche prodotte nei decadimenti dei mesoni B è inferiore a $1 \text{ GeV}/c$, quindi gli errori sui parametri delle tracce cariche sono dominati dallo scattering coulombiano multiplo (piuttosto che dalla risoluzione spaziale intrinseca del rivelatore);
- l'efficienza di rivelazione e la risoluzione in energia per i fotoni di basso impulso sono seriamente influenzate dal materiale che precede il calorimetro.

In figura 2.3 è mostrata la distribuzione del materiale nei vari sottosistemi del rivelatore in unità di lunghezze di radiazione; ogni curva indica quanto materiale viene attraversato da una particella prima di raggiungere il primo elemento attivo di uno specifico sottosistema.

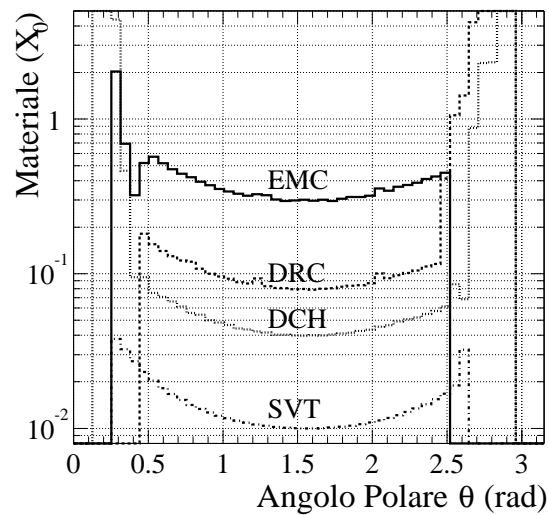


Figura 2.3: Quantità di materiale presente attorno al punto di interazione.

Nei paragrafi seguenti sono descritti in dettaglio l'acceleratore e i diversi componenti del rivelatore.

2.3 PEP-II

2.3.1 Scopo

PEP-II (*Positron Electron Project-II*) è un collider e^+e^- asimmetrico progettato per operare a un'energia nel centro di massa di 10.58 GeV, corrispondente alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$. Le energie nominali dei fasci sono 9.0 GeV per gli elettroni e 3.1 GeV per i positroni, risultanti in un boost cinematico della risonanza $\Upsilon(4S)$ prodotta nelle collisioni pari a $\beta\gamma = 0.55$. In circa il 12% del tempo totale di presa dati le energie dei fasci sono leggermente inferiori in modo da fornire un'energia nel centro di massa più bassa di 40 MeV per consentire lo studio dei fondi non risonanti.

Essendo un collider e^+e^- , PEP-II presenta, per il tipo di fisica di interesse in *BABAR*, alcuni vantaggi fondamentali rispetto a un collider adronico:

- alto rapporto segnale/fondo ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{\text{TOT}} \approx 0.28$, dove σ_{TOT} è la sezione d'urto totale per i processi adronici)
- eventi “puliti” e quindi facili da ricostruire, con in media circa 11 tracce cariche e altrettante neutre;
- basso rate di interazione per gli eventi fisici di interesse, pari a circa 10 Hz (circa 5.5 Hz per gli eventi adronici, a cui vanno aggiunti circa 2 Hz di eventi $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$ e altri pochi Hz di eventi Bhabha e $\gamma\gamma$ prescalati necessari per le calibrazioni e la determinazione della luminosità).

2.3.2 Funzionamento di PEP-II

Uno schema di PEP-II è mostrato in figura 2.4

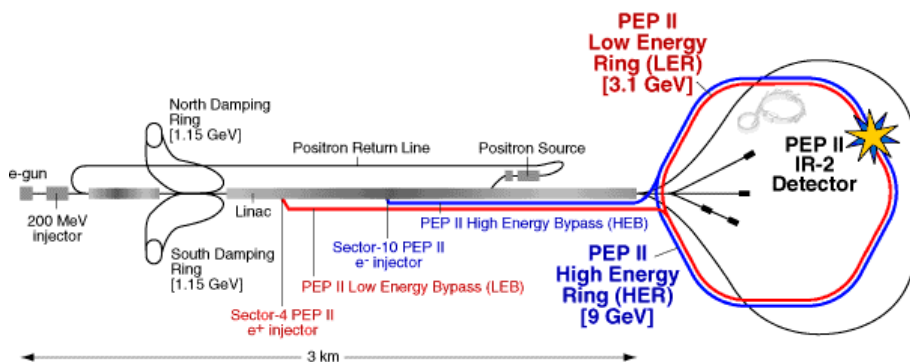


Figura 2.4: Schema dell'acceleratore PEP-II.

Elettroni e positroni sono iniettati da un acceleratore lineare (*linac*) in due anelli di accumulazione separati (*high-* e *low-energy ring* rispettivamente); la configurazione a doppio anello è imposta dalle differenti energie dei fasci, che a parità di raggio di curvatura richiedono campi magnetici di guida con intensità differenti. Gli anelli, lunghi 2.2 km, sono sovrapposti; in prossimità della zona di interazione (*IR-2*) sono piegati in modo da confluire in un unico tubo cilindrico

di berillio (*beam pipe*) nel quale è praticato il vuoto (la pressione è dell'ordine del nTorr) e i fasci, guidati da opportuni magneti, collidono frontalmente. Il linac è preceduto da una coppia di anelli di accumulazione (*damping rings*) in cui i fasci, che vi entrano dopo essere stati portati da un primo stadio di accelerazione a un'energia di 1.15 GeV, vengono focalizzati prima di essere immessi nel linac stesso. Elettroni e i positroni sono estratti dal linac in punti diversi, dove raggiungono le energie richieste. Una frazione degli elettroni non è estratta ma viene ulteriormente accelerata fino a 30 GeV e inviata su un bersaglio (*positron source*); le collisioni che hanno luogo producono positroni i quali vengono raccolti e inviati (attraverso la *positron return line*) all'acceleratore che precede il linac. Una volta giunti negli anelli i fasci sono mantenuti in orbite circolari per mezzo di magneti quadrupolari di guida. Per compensare la perdita di energia per emissione di radiazione di sincrotrone un sistema di cavità a radiofrequenza disposte lungo gli anelli fornisce complessivamente una potenza di 5.1 MW.

Per riempire completamente i fasci e portare la luminosità ai valori desiderati occorrono circa 10-15 minuti, dopo i quali *BABAR* può iniziare a registrare le collisioni. Via via che le collisioni hanno luogo le correnti dei fasci progressivamente diminuiscono e con esse la luminosità; ogni volta che la luminosità scende sotto il 90% del valore iniziale, tipicamente dopo 40 minuti dal raggiungimento del picco, i fasci vengono "ricaricati" con una breve iniezione di circa 3 minuti.

2.3.3 La regione di interazione

In prossimità della regione di interazione ognuno dei due fasci viene collimato per mezzo di 3 magneti quadrupolari (Q1, Q2 e Q4 in figura 2.1) e piegato da un magnete dipolare (B1) di samario-cobalto in modo che le collisioni avvengano frontalmente all'interno della beam pipe. Questa è composta da due strati cilindrici concentrici di berillio, spessi 0.83 mm e 0.53 mm, tra i quali viene fatta scorrere dell'acqua per rimuovere il calore che tenderebbe ad accumularsi. La superficie interna della beam-pipe è inoltre rivestita da una sottile lamina d'oro (4 μm di spessore) per attenuare la radiazione di sincrotrone all'esterno.

2.3.4 Prestazioni

I parametri degli anelli di PEP-II sono riassunti nella tabella 2.2, contenente sia i valori di progetto che quelli tipicamente raggiunti nel primo anno di operazioni. I valori di progetto per la luminosità istantanea ($3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) e per quella giornaliera integrata ($135 \text{ pb}^{-1}/\text{giorno}$) sono stati entrambi superati, con valori di picco registrati pari rispettivamente a $3.3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $184 \text{ pb}^{-1}/\text{giorno}$, e questo con un numero di pacchetti significativamente inferiore a quello previsto.

In figura 2.5 sono illustrati i valori di luminosità integrata giornaliera e totale registrati da *BABAR* (con un'efficienza tipica del 97% rispetto alla luminosità fornita da PEP-II) nel primo anno di operazioni.

2.3.5 Controllo dei parametri dei fasci

Durante le fasi di ordinaria presa dati alcuni parametri critici dei fasci sono costantemente tenuti sotto controllo per garantire che tutto proceda come previsto. Essi sono:

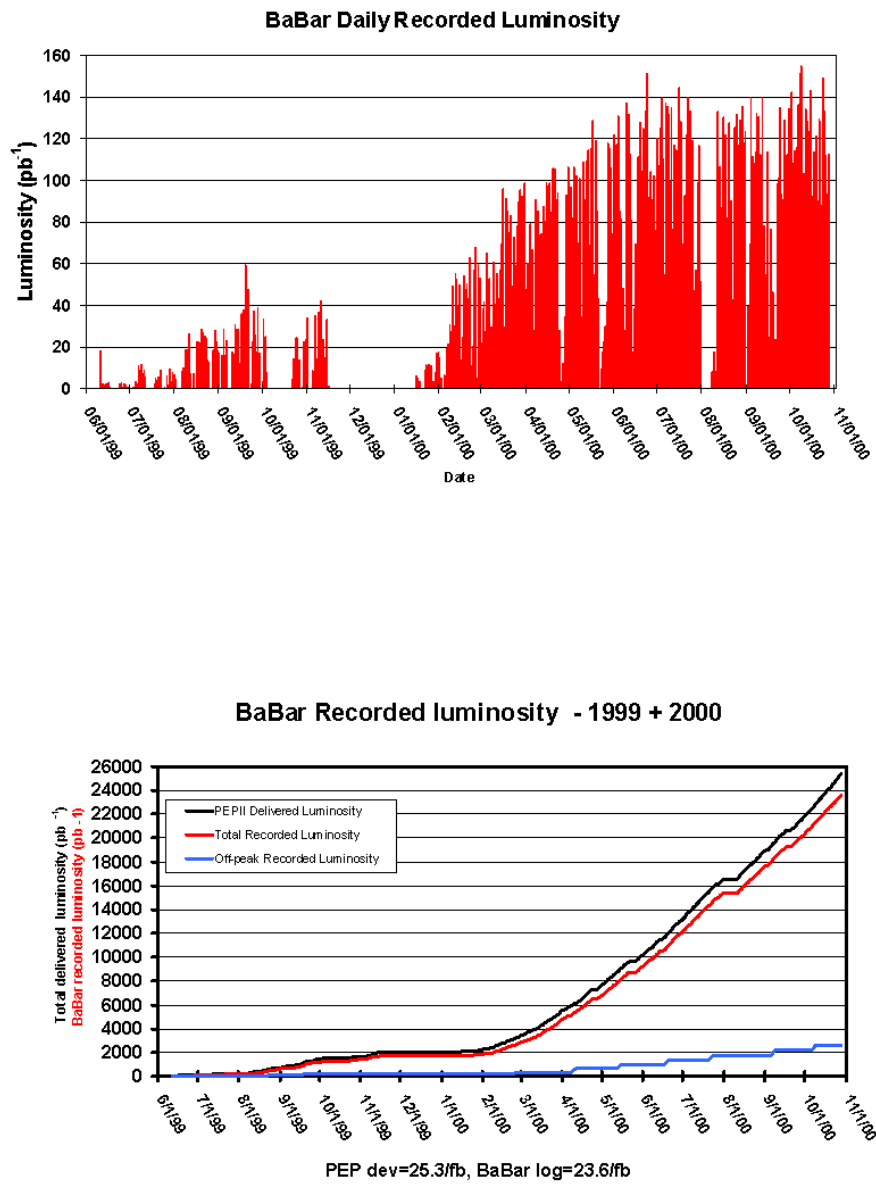


Figura 2.5: Luminosità integrata giornaliera e luminosità integrata totale registrate da *BABAR* nel primo anno di attività. L'efficienza media di *BABAR* è 97%.

Parametri	Valore di progetto	Valore tipico
Energia HER/LER (GeV)	9.0/3.1	9.0/3.1
Corrente HER/LER (A)	0.75/2.15	0.7/1.3
# di pacchetti	1658	553-829
Distanza tra i pacchetti (ns)	4.2	6.3-10.5
σ_{Lx} (μm)	110	120
σ_{Ly} (μm)	3.3	5.6
σ_{Lz} (mm)	9	9
Luminosità istantanea ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	3	2.5
Luminosità giornaliera integrata (pb^{-1}/d)	135	120

Tabella 2.2: Principali parametri dei fasci di PEP-II. Sono forniti sia i valori di progetto che quelli tipici del primo anno di operazioni. σ_{Lx} , σ_{Ly} , e σ_{Lz} sono le larghezze (rms) della regione luminosa nelle tre direzioni x , y e z .

- la luminosità.

Essa è misurata in tempo reale da PEP-II su eventi Bhabha radiativi, e calcolata offline con migliore precisione da *BABAR* su campioni di altri processi di QED (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\gamma\gamma$) [21]; il valore così determinato risulta affetto da un'incertezza statistica inferiore all'1% per un campione di 1 fb^{-1} e da un'incertezza sistematica pari a 1.0%.

- le energie dei fasci.

Durante le operazioni le energie medie dei fasci sono calcolate dai parametri della macchina; l'incertezza sui valori delle energie di ciascun fascio è circa 5-10 MeV, mentre quella sulla loro differenza è inferiore al MeV. Questo si traduce in una variazione dell'energia nel centro di massa di 2-3 MeV, corrispondente a sua volta a una contenuta riduzione (circa 2.5%) nel tasso di produzione delle coppie $B\bar{B}$.

Poiché le energie dei fasci sono un input necessario per calcolare due variabili cinematiche comunemente usate nella separazione del segnale dal fondo nelle analisi dei decadimenti esclusivi dei mesoni B , (le variabili m_{ES} e ΔE definite nel paragrafo 3.6.2), una conoscenza più precisa di quelle è fondamentale ed è ricavata off-line da *BABAR* a partire dall'impulso nel centro di massa misurato per i B completamente ricostruiti [22]. In questo modo l'incertezza sull'energia di ciascuno dei due fasci (dominata da quella sulla massa dei mesoni B e dalla risoluzione sperimentale) risulta limitata a 1.1 MeV.

- la direzione dei fasci.

Essa è misurata iterativamente run per run usando eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ e $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (per i quali la dipendenza angolare della sezione d'urto è nota) [23]. L'incertezza risultante, dominata da errori di allineamento, è di circa 1 mrad, e la direzione dei fasci è risultata stabile da un run al successivo a meno di questa incertezza.

- la posizione e la dimensione della regione luminosa [24].

La dimensione verticale è troppo piccola per essere misurata direttamente; essa è determinata dalla luminosità rilevata, dalla dimensione orizzontale (in x) e dalle correnti dei fasci, e si assesta intorno ai 6 μm , variando

tipicamente di 1-2 μm . La posizione trasversa, la larghezza in x e l'inclinazione nel piano trasverso sono determinate dalla distribuzione in funzione dell'angolo ϕ delle distanze di minimo avvicinamento all'asse z delle tracce in eventi a 2 prong ben ricostruiti. I parametri longitudinali sono determinati dalla distribuzione in z dei vertici delle due tracce. I 9 parametri (3 coordinate medie, 3 larghezze e 3 piccoli angoli) sono estratti da un fit simultaneo alle 2 distribuzioni; il fit converge rapidamente, anche dopo cambiamenti significativi della posizione del fascio, e le incertezze stimate nella posizione media del punto di interazione sono pochi μm nel piano trasverso e circa 100 μm lungo z . I valori così determinati vengono salvati in un database utilizzato poi in fase di ricostruzione; essi sono inoltre controllati off-line analizzando la distribuzione dei vertici primari negli eventi multiadronici.

2.4 Il magnete

Il sistema magnetico di *BABAR* consiste di un solenoide superconduttore, di una struttura di ferro necessaria per contenere il ritorno di flusso del campo magnetico, e di una bobina di compensazione. Due sono i ruoli svolti da questo sistema:

- produce il campo magnetico necessario per le misure di impulso delle particelle cariche;
- funge da assorbitore di adroni e di muoni.

Il magnete è realizzato in niobio-titanio e presenta un disegno convenzionale. Il campo magnetico prodotto è un campo solenoidale di 1.5 T diretto lungo l'asse z ; l'intensità del campo è stata scelta per consentire la risoluzione in impulso desiderata per le tracce cariche ricostruite nella drift chamber.

All'estremità posteriore del solenoide è montata una bobina di compensazione, che riduce i campi parassiti - dovuti a un non perfetto contenimento del flusso magnetico - a livelli tali da non interferire con i fotomoltiplicatori del DIRC e i quadrupoli di PEP-II.

Per controllare eventuali disomogeneità del campo dovute alla saturazione del ferro vicino al magnete e allo spazio vuoto tra il magnete e il ferro la densità di corrente nel solenoide è stata leggermente aumentata nelle zone più esterne. L'uniformità è stata controllata effettuando una mappatura dettagliata del campo in tutto il volume della camera, con una precisione di 0.2 mT. Questa ha mostrato che il campo è uniforme entro il 2.5%; i valori misurati sono stati salvati e resi disponibili al software di ricostruzione e di simulazione degli eventi. In figura 2.6 è mostrato un esempio dei risultati ottenuti.

In tabella 2.3 sono riassunti i parametri principali del magnete.

Parametri del campo	
Campo centrale	1.5 T
Massimo campo radiale	<0.25 T
Campo parassita in PEP-II	<0.01 T
Energia del campo	27 MJ
Parametri del ferro	
Lunghezza totale	4050 mm
Spessore totale (inclusi gli spazi per le RPC)	1149 mm
Altezza totale	6545 mm
Parametri del solenoide	
Diametro	3060 mm
Corrente operativa	4596 A
Densità di corrente nei fili conduttori	1.2 kA/mm ²
Induttanza	2.57 H
Parametri della bobina di compensazione	
Diametro interno	1906 mm
Corrente operativa	200 A
Numero di avvolgimenti	140

Tabella 2.3: Principali parametri del magnete

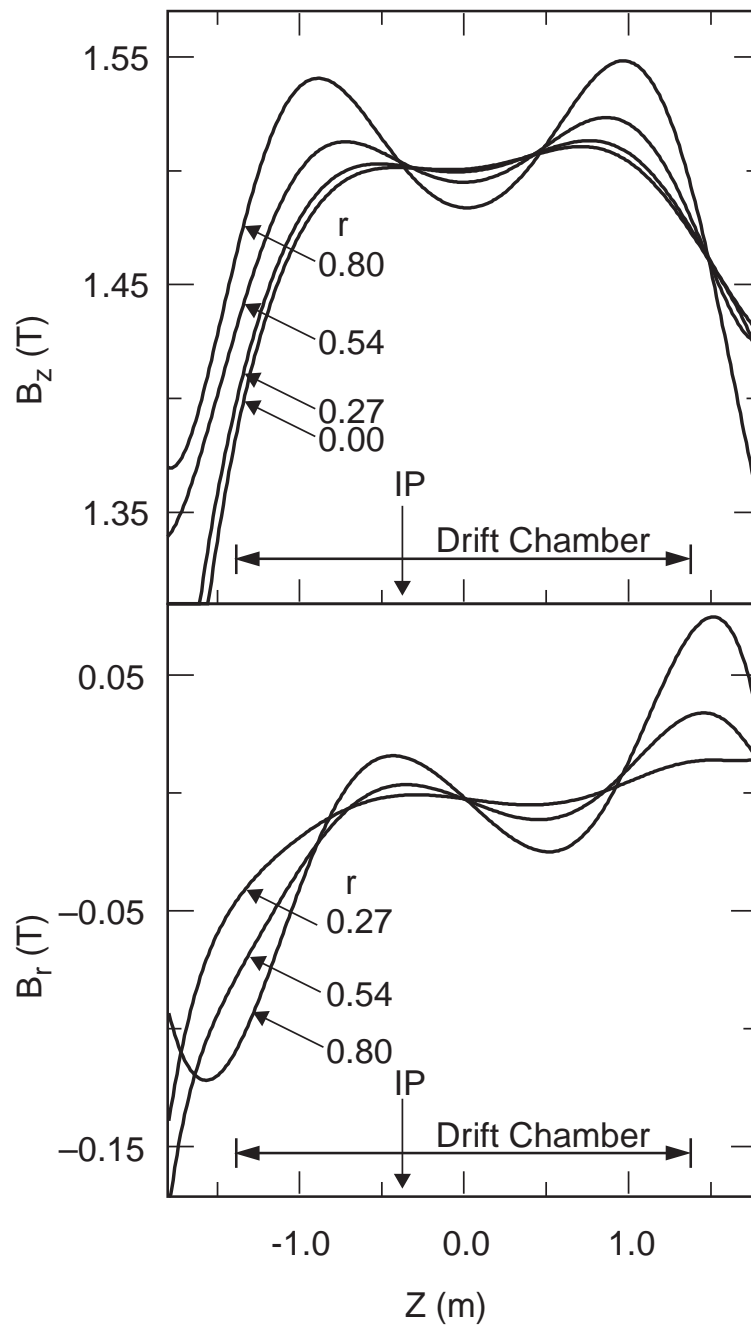


Figura 2.6: Componenti B_z e B_r del campo magnetico in funzione di z per varie distanze radiali r (in m) dal centro. Sono indicate la posizione del punto di interazione (IP) e della camera a deriva.

2.5 Il rivelatore di vertice

2.5.1 Scopo

SVT (*Silicon Vertex Tracker*) è il rivelatore di vertice di *BABAR*; la sua funzione principale consiste nella ricostruzione dei vertici di decadimento e delle traiettorie delle particelle cariche vicino alla regione di interazione.

La ricostruzione dei vertici di decadimento dei mesoni B^0 e \bar{B}^0 è fondamentale per la misura delle asimmetrie dipendenti dal tempo; per evitare un impatto significativo su tali misure ($< 10\%$ rispetto a una ricostruzione perfetta del vertice) la risoluzione spaziale media su entrambi i vertici di decadimento dei B lungo l'asse z deve essere migliore di $90 \mu\text{m}$ [25]. Più in generale la misura precisa dei vertici fornita da SVT è necessaria per ricostruire i decadimenti dei mesoni B , dei mesoni charmati e del leptone τ . Affinché ciò sia possibile è necessario che SVT abbia un'ottima risoluzione anche nel piano $x-y$: ad esempio nei decadimenti $B^0 \rightarrow D^+ D^-$, per separare i vertici dei due D - la cui distanza media nel piano $x-y$ è circa $275 \mu\text{m}$ - è necessaria una risoluzione in $x-y$ dell'ordine di $100 \mu\text{m}$.

La misura delle traiettorie delle particelle cariche vicino alla regione di interazione è fondamentale per due motivi:

- la misura precisa degli angoli delle tracce al punto di interazione, necessaria per raggiungere la risoluzione di progetto sull'angolo Čerenkov;
- la ricostruzione delle particelle di basso impulso trasverso, nella regione $p_t < 120 \text{ MeV}/c$ in cui la camera a deriva non viene raggiunta da queste o non è pienamente efficiente. Per queste tracce (tra cui sono presenti

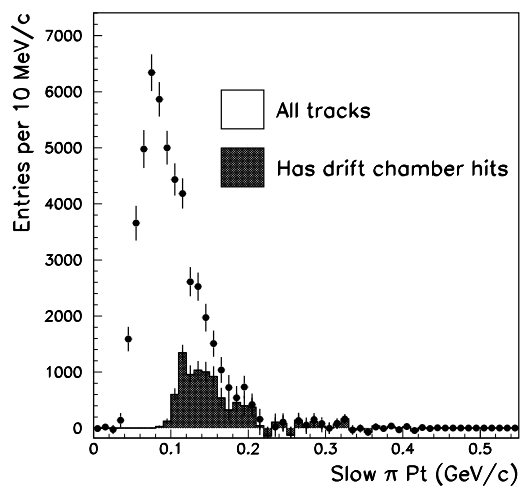


Figura 2.7: Distribuzione dell'impulso trasverso dei pioni soffici provenienti dai decadimenti di D^* . È indicata anche la frazione di questi che ha degli hit nella camera a deriva.

molti prodotti di decadimento dei mesoni B e i pioni soft provenienti dai decadimenti dei D^* , come mostrato in figura 2.7) è richiesta un'efficienza di ricostruzione del 70% o più nel range di impulsi 50 – 120 MeV/c; questo implica che la quantità di materiale attraversata dalle particelle deve essere minima.

Per favorire l'associazione tra le tracce ricostruite nel rivelatore di vertice e quelle ricostruite nella camera a deriva, SVT è stato progettato in modo da fornire misure spaziali ridondanti dei parametri delle tracce nelle zone del rivelatore più esterne, vicine alla camera.

Oltre ai vincoli imposti dalla fisica, il disegno di SVT è stato influenzato dalla struttura della regione di interazione e dalla natura asimmetrica dell'esperimento. La presenza dei magneti di guida (B1) dell'acceleratore limita infatti la massima accettazione a 350 mrad (17.2°) in entrambe le direzioni rispetto all'asse dei fasci; tenendo poi conto degli spazi morti dovuti ai supporti meccanici, all'elettronica e al cablaggio, le parti attive del rivelatore di vertice riescono a coprire un angolo polare compreso tra 17.2° e 150.2° .

2.5.2 Struttura

Le richieste e i vincoli imposti a SVT hanno portato alla scelta di un rivelatore di vertice costituito da cinque strati (*layer*) concentrici di sensori a doppia faccia di microstrisce di silicio. La risoluzione spaziale di progetto è, per tracce con incidenza ortogonale, di 10-15 μm nei 3 strati interni e di circa 40 μm nei 2 strati esterni. Gli strati interni eseguono la misura dei parametri di impatto, mentre quelli esterni sono necessari per la tracciatura delle particelle di basso p_t e per l'associazione delle tracce di SVT con quelle della camera.

I 5 strati sono organizzati in moduli, 6 per ciascuno dei 3 strati interni, 16 e 18 per gli strati più esterni; ogni modulo, che copre un certo angolo azimutale, è costituito da diversi sensori. Le strisce sulle due facce dei moduli sono orientate lungo direzioni reciprocamente ortogonali: le strisce per la misura della coordinata ϕ ("strisce ϕ ") sono parallele all'asse dei fasci, quelle per la misura della coordinata z ("strisce z ") sono dirette trasversalmente rispetto a tale asse. I moduli dei tre strati interni sono diritti, mentre quelli dei due strati esterni sono piegati alle estremità assumendo una forma ad arco (si vedano le figure 2.8 e 2.9; ogni numero romano denota un sensore). Questo disegno innovativo è stato scelto per minimizzare la quantità di silicio richiesta a parità di angolo solido coperto, aumentando al tempo stesso l'angolo di incidenza per le particelle vicine ai bordi della regione di accettazione e quindi migliorando la risoluzione sulle tracce di queste.

I moduli sono elettricamente divisi in due semimoduli, letti indipendentemente a ciascuna estremità. Le strisce ϕ dei sensori di uno stesso semimodulo sono connesse elettricamente per formare un singolo canale di lettura. Le strisce z dei tre strati interni sono connesse ciascuna al proprio canale di lettura, mentre per gli strati esterni a causa della presenza di un numero di strisce maggiore rispetto ai canali disponibili le strisce di sensori diversi sono state connesse a un solo canale di lettura (*ganging*); l'ambiguità che ne nasce è comunque gestita senza problemi dal software di ricostruzione delle tracce.

Per avere una copertura azimutale completa e per creare delle zone di sovrapposizione tra moduli adiacenti, utili per effettuare l'allineamento relativo

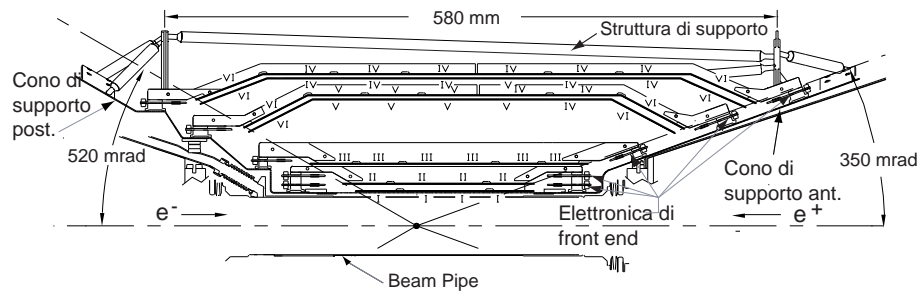


Figura 2.8: Sezione longitudinale di SVT.



Figura 2.9: Fotografia di un modulo di SVT piegato ad arco.

di essi, i moduli degli strati interni sono stati ruotati in ϕ di 5° ; per gli strati esterni, a causa della struttura ad arco, la soluzione adottata è differente ed è consistita nella divisione di ciascuno in due sottostrati (4a, 4b, 5a, 5b) collocati

a raggi leggermente differenti (si veda figura 2.10).

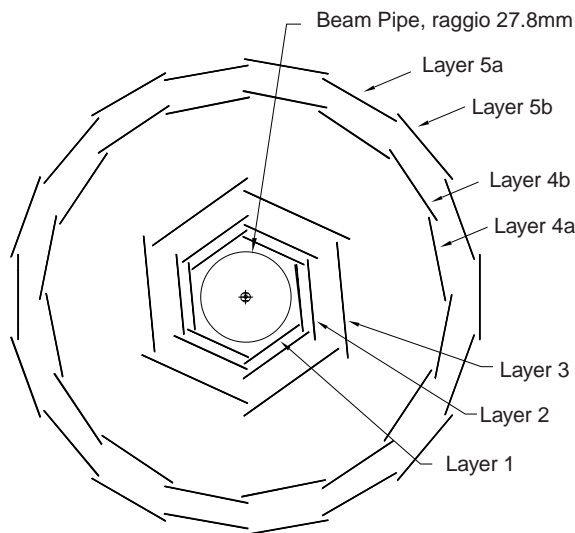


Figura 2.10: Sezione trasversale di SVT.

I parametri geometrici rilevanti di ogni strato sono riportati nella tabella 2.4.

Per minimizzare il materiale nella regione di accettazione del detector l'elettronica di lettura è stata interamente montata all'esterno di essa. L'accettazione geometrica di SVT risultante è pari al 92% di angolo solido nel riferimento del centro di massa, ottenuta con un'area totale di silicio attivo di 0.96 m^2 e con uno spessore di materiale attraversato dalle particelle pari a solo $\sim 4 \%$ di lunghezza di radiazione.

I sensori di silicio

I sensori di SVT sono dei rivelatori a microstrip di silicio con uno spessore di $300 \mu\text{m}$. Sulle facce opposte di un substrato di tipo n di alta resistività ($6\text{-}15 \text{ k}\Omega\text{-cm}$) sono disposte, secondo direzioni mutuamente ortogonali, una serie di strisce drogate p^+ su una faccia e n^+ sull'altra. Le giunzioni $p^+ \text{-} n$ e $n \text{-} n^+$ formate alla superficie di contatto delle strisce con il substrato sono polarizzate inversamente mettendo a terra le strisce drogate p^+ e alimentando le strisce n^+ con un potenziale positivo che tipicamente supera di 10 V la tensione di svuotamento ($25\text{-}35 \text{ V}$). La tensione è fornita in entrambe le facce da una linea di alimentazione (*bias line*) comune a tutte le strisce. Le strisce sono accoppiate all'elettronica di lettura per mezzo di condensatori integrati realizzati inserendo tra gli elettrodi di lettura e le superfici dei semiconduttori uno strato spesso circa $0.2\text{-}0.3 \mu\text{m}$ di ossido di silicio (SiO_2) che funge da dielettrico. Poiché quando l'ossido viene depositato vi rimangono intrappolate delle cariche positive, queste potrebbero indurre nel substrato n cariche negative creando un canale di conduzione tra le strisce n^+ ; per eliminare questa possibilità le strisce n^+ sono state circondate da impianti di tipo p^+ (*p-stop*). Un'ulteriore impiantazione di silicio (*guard*

Layer/ lato	Raggio (cm)	Moduli per layer	Sensori per layer	Distanza tra i centri (μm)	Lunghezza delle strisce (mm)
1 z	3.2	6	4	100	40
1 ϕ	3.2	6	4	50-100	82
2 z	4.0	6	4	100	48
2 ϕ	4.0	6	4	55-110	88
3 z	5.4	6	6	100	70
3 ϕ	5.4	6	6	110	128
4 z	9.1-12.7	16	7	210	104
4 ϕ	9.1-12.7	16	7	100	224
5 z	11.4-14.4	18	8	210	104
5 ϕ	11.4-14.4	18	8	100	265

Tabella 2.4: Principali parametri geometrici di ogni strato e piano di lettura di SVT. La lunghezza delle strisce z per gli strati 4 e 5 include l'effetto delle connessioni di più strisce allo stesso canale di lettura (*ganging*). Il range radiale degli strati 4 e 5 tiene conto delle sezioni piegate.

ring) è stata inserita in ognuna delle due facce del modulo e forma un anello che circonda l'area attiva definita dalle strisce; il drogaggio dell'impianto è uguale a quello delle strisce dello stesso lato, e così l'alimentazione, fornita dalla stessa bias line. Le giunzioni così formate servono per raccogliere la carica che si genera spontaneamente alla periferia del rivelatore evitando che venga raccolta dalle strisce attive, riducendo così le correnti di leakage.

2.5.3 Algoritmi di ricostruzione

La ricostruzione delle tracce dovute a particelle cariche inizia scartando gli hit prodotti a tempi superiori a 200 ns dal tempo dell'evento determinato dal trigger. La perdita di hit reali con questa procedura è trascurabile. Successivamente, hit di strisce adiacenti con tempi consistenti fra loro sono raggruppati in cluster, e cluster separati da una sola striscia sono raggruppati in uno stesso cluster. Per ogni cluster il programma determina la carica totale e la posizione del baricentro (corrispondente al punto stimato di impatto della particella) in base all'altezza dei singoli segnali. Queste informazioni sono poi rese disponibili al programma di *pattern recognition*, operante simultaneamente sui dati forniti da SVT e quelli forniti dalla camera a deriva. La ricostruzione effettuata da esso è descritta in seguito (si veda il paragrafo 2.7).

2.5.4 Calibrazioni

Calibrazione dell'elettronica di lettura

Una volta al giorno e ogni volta che la configurazione di SVT è stata cambiata viene eseguita una calibrazione dell'elettronica di lettura in assenza dei fasci. Tutti i canali sono testati in pochi minuti iniettando cariche note; i guadagni, le soglie e il rumore sono misurati, i canali difettosi identificati.

Allineamento di SVT

Chiaramente per la ricostruzione dei vertici secondari è necessario conoscere la posizione del rivelatore SVT con elevata precisione. Questo è compito dei programmi di allineamento. L'allineamento è eseguito in due passaggi:

- allineamento locale, in cui viene determinata la posizione relativa dei 340 moduli di silicio.
- allineamento globale, in cui la posizione di SVT, considerato come un corpo rigido, viene determinata rispetto alla camera a deriva.

Mentre la seconda procedura è relativamente semplice e veloce, la prima è considerevolmente più lenta e complessa; tuttavia l'allineamento locale di SVT è sostanzialmente stabile nel tempo. Per questo l'allineamento globale è eseguito giorno per giorno, mentre quello locale è eseguito solo se necessario, tipicamente dopo un accesso al rivelatore.

La procedura di allineamento locale si basa sulle tracce cariche da eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ e da raggi cosmici. Per avere un campione sufficiente per calibrare il detector è necessario raccogliere dati per 1-2 giorni. Negli eventi $\mu^+\mu^-$ le due tracce cariche sono fittate simultaneamente usando come vincolo il momento noto dei fasci. Per ridurre gli errori sistematici dovuti a una conoscenza imprecisa degli impulsi dei fasci viene fatto uso anche delle tracce da raggi cosmici. In entrambi i casi non viene fatto uso delle informazioni fornite dalla camera. Un'informazione ulteriore utilizzata in questi fit è costituita dai risultati del survey ottico dei moduli eseguito durante l'assemblaggio di SVT. La precisione tipica di queste misure è di $4\ \mu\text{m}$. Questi dati sono utilizzati per vincolare sensori dello stesso modulo ma non moduli diversi o strati diversi dello stesso modulo. Usando i residui degli hit delle tracce citate e le informazioni fornite dal survey ottico dei moduli viene calcolato per ogni sensore un χ^2 , poi minimizzato rispetto ai 6 parametri locali del sensore. Poiché il χ^2 di ogni sensore è minimizzato separatamente il processo viene iterato. La combinazione di vincoli forniti dalle regioni di sovrapposizione dei sensori, dal fit agli eventi dimuonici, dai raggi cosmici e dall'indagine ottica risultano in un allineamento locale consistente.

Dopo l'allineamento interno SVT viene considerato come un corpo rigido. La posizione globale di SVT rispetto alla camera a deriva viene determinata a partire dalle tracce con un numero sufficiente di hit nel rivelatore di vertice e nella camera: queste sono fittate due volte, una volta usando solo gli hit della DCH e una volta usando solo quelli di SVT. I 6 parametri che determinano la posizione e l'orientamento spaziale del rivelatore di vertice sono determinati minimizzando la differenza tra i parametri delle tracce ottenuti con i due fit separati. A causa dei movimenti relativi di SVT rispetto alla drift chamber la procedura di allineamento globale deve essere eseguita almeno una volta al giorno; le costanti di allineamento ottenute sono salvate in un database interno e utilizzate per la ricostruzione delle tracce dei dati dei run successivi.

2.5.5 Prestazioni

Efficienza sugli hit

L'efficienza di SVT sul singolo hit, calcolata per ogni semimodulo confrontando il numero di hit associati al numero di tracce che attraversano l'area attiva del modulo, è mostrata in figura 2.11, ed è pari in media a 97%.

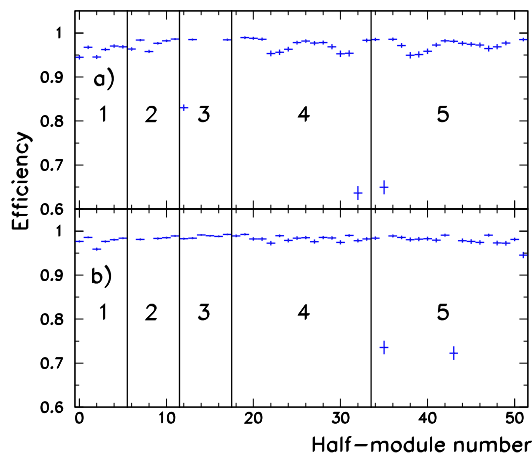


Figura 2.11: Efficienza di ricostruzione degli hit in SVT misurata su eventi $\mu^+\mu^-$ per a) semimoduli nella regione anteriore e b) semimoduli nella regione posteriore. I grafici mostrano la probabilità di associare sia un hit in ϕ che un hit in z a una traccia che passa attraverso la parte attiva del rivelatore. L'asse orizzontale corrisponde a diversi moduli; linee verticali separano moduli appartenenti a strati diversi. I valori mancanti corrispondono a semimoduli non funzionanti.

Essa non è sostanzialmente affetta da difetti nell'elettronica di lettura, che tipicamente colpiscono singoli canali, mentre la deposizione della carica tipicamente coinvolge due o più strisce a causa della direzione di incidenza delle particelle (e, in misura minore, alla diffusione della carica).

Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale degli hit di SVT è determinata misurando la distanza (nel piano del sensore) tra la traiettoria della traccia fittata e l'hit, usando tracce di alto impulso in eventi a 2 prong. Per ottenere la risoluzione degli hit, mostrata in figura 2.12, l'incertezza dovuta alla risoluzione sulla traiettoria della particella è stata sottratta dalla larghezza della distribuzione dei residui. Le risoluzioni misurate sono in eccellente accordo con i risultati delle simulazioni effettuate.

Sia l'efficienza di ricostruzione degli hit che la risoluzione spaziale sono risultate indipendenti dall'occupazione per i livelli di occupazione registrati finora

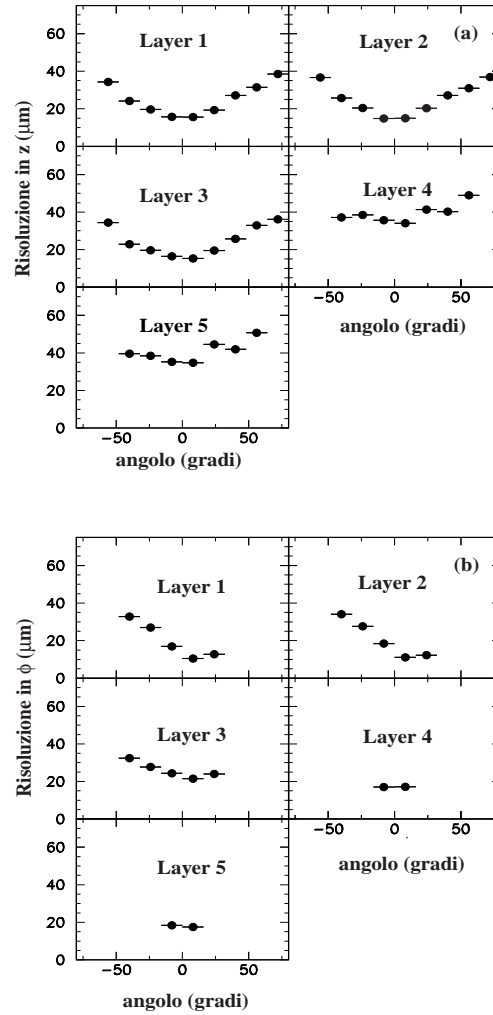


Figura 2.12: Risoluzione degli hit di SVT nelle coordinate a) z e b) ϕ in μm , in funzione dell'angolo di incidenza della traccia (in gradi), per i differenti strati di SVT.

(3% per gli strati interni, dominata dal fondo indotto dai fasci, e $< 1\%$ per gli strati esterni, dove il fondo è essenzialmente rumore elettronico).

Risoluzione in dE/dx

La derivata temporale della parte di segnale superiore ad una soglia prefissata è correlata con la carica totale rilasciata nel silicio e quindi con l'energia ceduta per ionizzazione dalla particella carica nell'attraversare il rivelatore. I valori del tempo sopra soglia (ToT - *Time over Threshold*) sono convertiti in altezza dell'impulso per mezzo di una tabella messa a punto nella fase di costruzione e di test di SVT; la dipendenza del ToT è approssimativamente logaritmica. Essendo

costituito da 5 strati di sensori a doppia faccia, SVT può fornire fino a 10 misure di dE/dx per traccia (fino a 20 nelle regioni di sovrapposizione dei moduli). Per ogni traccia con segnali da almeno 4 sensori viene calcolata la media del dE/dx misurato dal 60% dei sensori con i valori più bassi (in questo modo viene tagliata la coda di Landau ad alti valori di dE/dx e la risoluzione migliora). Anche il cluster con il valore minore di dE/dx viene rimosso per ridurre la sensibilità al rumore elettronico. Per particelle al minimo di ionizzazione la risoluzione su dE/dx così ottenuta è circa 14%, e consente di ottenere una separazione di 2σ tra kaoni e pioni per impulsi fino a 500 MeV/c e tra kaoni e protoni fino a oltre 1 GeV/c.

2.6 La camera a deriva

2.6.1 Scopo

La camera a deriva di *BABAR* svolge principalmente due funzioni:

- misura l'impulso e la traiettoria delle particelle cariche, insieme con SVT;
- identifica le particelle cariche di basso impulso attraverso la misura della perdita specifica di energia per ionizzazione.

Essa inoltre costituisce uno dei principali trigger dell'esperimento.

La camera è stata progettata per:

- essere efficiente per tracce con impulso trasverso fino a 100 MeV/c;
- fornire una risoluzione spaziale migliore di 140 μm ;
- fornire una risoluzione in impulso trasverso $\sigma_{p_t} \simeq 0.3\% \times p_t$;
- fornire una risoluzione in dE/dx pari a 7% (consentendo in questo modo una separazione π/K superiore a 3σ fino a 700 MeV/c);
- avere la massima accettazione angolare possibile.

Particolare cura è stata posta nel minimizzare il materiale all'interno del suo volume al fine di ridurre il più possibile gli effetti dello scattering multiplo.

2.6.2 Struttura

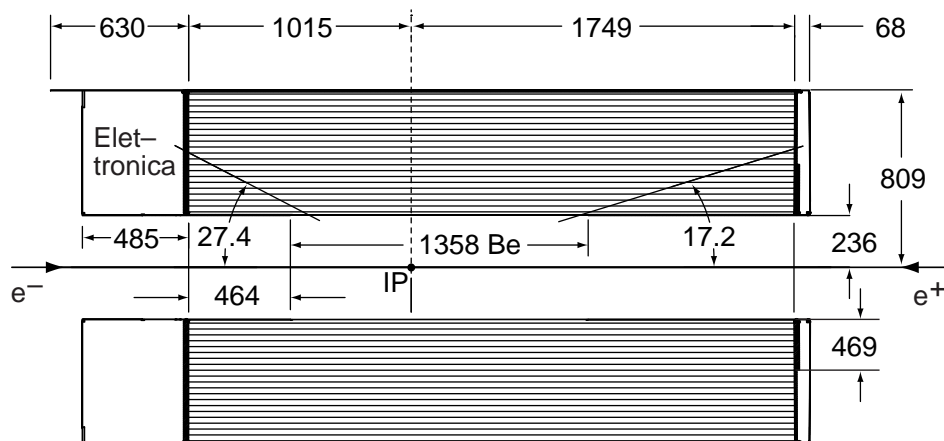


Figura 2.13: Sezione longitudinale della camera a deriva con le principali dimensioni. Il centro della camera è spostato rispetto al punto di interazione (IP) di 370 mm nel verso positivo dell'asse z .

La camera ha una struttura cilindrica cava relativamente compatta e lunga; il raggio interno misura 23.6 cm, quello esterno di 80.9 cm, la lunghezza è

2.76 m. L'asse della camera coincide, a meno di una rotazione di 20 mrad, con l'asse dei fasci. Il centro della camera è spostato di 370 mm nel verso del fascio di alta energia per raggiungere la massima copertura angolare possibile nel sistema di riferimento del centro di massa. Una sezione della camera con le dimensioni principali è riportata in figura 2.13.

Le basi della camera sono in alluminio; l'elettronica di lettura e i cavi del sistema di alimentazione sono montati sulla base posteriore per non interferire con la regione di accettazione dei rivelatori più esterni (EMC e IFR). La parete laterale interna è formata da uno strato di berillio spesso 1 mm rivestito da una lamina di alluminio in contatto elettrico con le basi; essa scherma la camera dai campi alternati prodotti dai fasci di PEP-II; lo spessore è stato reso minimo per facilitare l'associazione delle tracce ricostruite da SVT e quelle ricostruite nella camera e per minimizzare le interazioni nella parete stessa (scattering delle tracce da misurare, conversioni di fotoni che producono fondi indesiderati). La parete esterna è stata realizzata in fibra di carbonio, ed è anch'essa ricoperta da due lamine di alluminio elettricamente connesse alle basi; lo spessore è stato minimizzato per non degradare le prestazioni del DIRC e del calorimetro elettromagnetico.

Il volume interno è suddiviso in 40 strati (layer) concentrici di piccole celle esagonali (in totale 7104) in grado di fornire fino a 40 misure di posizione e di dE/dx per cariche incidenti con momento trasverso maggiore di 180 MeV/c. Le dimensioni della camera sono state scelte in modo che le particelle emesse all'IP con angoli polari compresi tra 17.2° e 152.6° attraversino almeno la metà degli strati (se dotate di sufficiente impulso trasverso).

Le celle (v. figura 2.14) come detto sono di forma esagonale e misurano circa 11.9 mm nella direzione radiale e 19.0 mm in quella azimutale. La configurazione esagonale è stata scelta in quanto produce un campo elettrico dalla configurazione piuttosto semplice, con superfici equipotenziali cilindriche coassiali in gran parte della cella. Ogni cella consiste di un filo sensibile centrale di tungsteno-renio placcato in oro circondato da 6 fili di campo di alluminio anch'essi placcati in oro. Il filo sensibile è alimentato da una tensione nominale di 1960 V; i fili di campo sono posti a terra. I fili sensibili sono paralleli all'asse z (celle *assiali*) o leggermente inclinati (± 50 mrad) rispetto ad esso (celle *stereo*); questa disposizione è necessaria per ricostruire anche la posizione longitudinale delle tracce.

I 40 strati sono divisi in 10 superlayer di 4 strati ciascuno, nei quali l'orientazione dei fili sensibili è la stessa; superlayer assiali e superlayer stereo sono alternati gli uni agli altri. Strati adiacenti di ogni superlayer sono sfasati di mezza cella nel piano trasverso, consentendo così la ricostruzione locale dei segmenti delle tracce cariche e la risoluzione delle ambiguità destra-sinistra all'interno di ciascun superlayer anche in assenza di uno dei quattro segnali. In tabella 2.5 sono riportati i parametri principali dei vari superlayer.

Le celle tra un superlayer e quello adiacente sono dotate di due fili addizionali, posti a una tensione di 340 V, per regolarizzare il campo elettrico tra i due strati; inoltre in coincidenza del bordo interno del primo strato e del bordo esterno dell'ultimo strato sono collocati altri due fili per cella per raccogliere le cariche create da conversioni di fotoni nel materiale delle pareti della camera.

Il volume della camera, in cui le celle sono collocate, è riempito da una miscela gassosa composta per l'80% elio e per il 20% da isobutano. Complessivamente il materiale della camera (pareti esterne + fili e gas interno) ha uno spessore

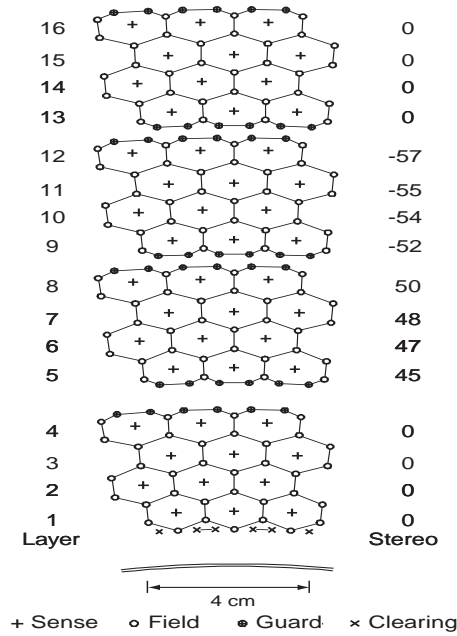


Figura 2.14: Schema delle celle dei primi quattro superlayer interni. Le linee tra i fili di campo sono state aggiunte per facilitare la visualizzazione dei confini delle celle. I numeri sulla destra indicano gli angoli (in mrad) di inclinazione dei fili sensibili rispetto all'asse z . Sotto il primo strato è mostrata la parete interna di berillio.

Superlayer	# di Celle	Raggio del filo sensibile (mm)	Larghezza della cella	Inclinazione del filo sensibile (mrad)
1	96	260.4	17.0-19.4	0
2	112	312.4	17.5-19.5	45-50
3	128	363.4	17.8-19.6	-(52-57)
4	144	422.7	18.4-20.0	0
5	176	476.6	16.9-18.2	56-60
6	192	526.1	17.2-18.3	-(63-57)
7	208	585.4	17.7-18.8	0
8	224	636.7	17.8-18.8	65-69
9	240	688.0	18.0-18.9	-(72-76)
10	256	747.2	18.3-19.2	0

Tabella 2.5: Principali parametri geometrici di ogni superlayer della camera a deriva.

pari a solo 1.08% lunghezze di radiazione per particelle con incidenza normale,

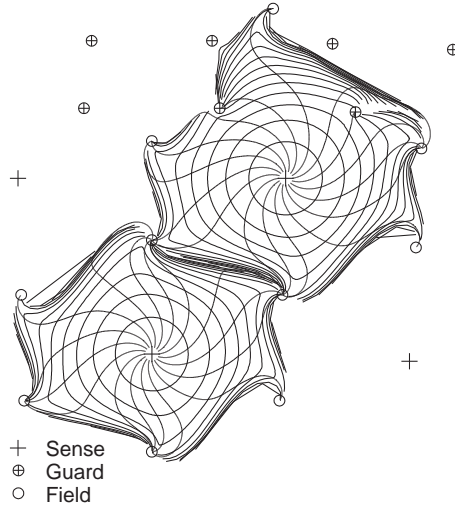


Figura 2.15: Isocrone di deriva nelle celle degli strati 3 e 4 di un superlayer. Le isocrone sono spaziate di 100 ns. Esse sono circolari vicino al filo sensibile ma diventano irregolari vicino ai fili di campo, e si estendono nello spazio tra due superlayer adiacenti.

minimizzando così gli effetti dello scattering multiplo.

Al passaggio di una particella carica nella camera gli atomi della miscela si ionizzano e le cariche prodotte migrano sotto l'effetto del campo elettrico generato dai fili (nonché del campo magnetico fornito dal solenoide di *BABAR*). L'elevata intensità del campo elettrico fa sì che nel gas si produca ionizzazione secondaria; il guadagno che ne risulta è di circa 5×10^4 . Nota la velocità di deriva degli elettroni nel gas, misurando la differenza tra l'istante in cui la carica attraversa la cella e il tempo in cui gli elettroni vengono raccolti all'anodo si può determinare la distanza dal filo sensibile a cui la carica è passata. Inclinando i fili sensibili di 24 dei 40 strati a piccoli angoli rispetto all'asse z è possibile determinare dal tempo di drift non solo la posizione trasversale ma anche quella longitudinale della carica. Misurando in questo modo la posizione della carica incidente in più punti risulta possibile determinarne la traiettoria e risalire, dalla sua curvatura e dall'intensità del campo magnetico, all'impulso. Inoltre misurando la carica totale prodotta dalla ionizzazione primaria della particella incidente è possibile determinare dE/dx .

Le isocrone di deriva sono mostrate in figura 2.15: l'effetto combinato della struttura esagonale delle celle e del basso angolo di Lorentz (32°) caratteristico della miscela gassosa adottata fanno sì che la relazione tra il tempo di deriva e la distanza dal filo sensibile sia piuttosto uniforme, proprietà che si traduce in una migliore risoluzione spaziale della camera.

Le proprietà della miscela sono riassunte nella tabella 2.6; da notare, rispetto alle miscele a base di argon comunemente usate, la lunghezza di radiazione 5 volte maggiore che si traduce in una minore incidenza dello scattering multiplo.

Parametri	Valori
Rapporti He : C ₄ H ₁₀	80:20
Lunghezza di radiazione	807 m
Ioni primari	21.2/cm
Velocità di drift	22 μ m/ns
Angolo di Lorentz	32°
Risoluzione in dE/dx	6.9%

Tabella 2.6: Proprietà della miscela di elio-isobutano in condizioni normali. La velocità di drift è misurata in assenza di campo magnetico, mentre l'angolo di Lorentz riportato corrisponde a un campo magnetico di 1.5 T

2.6.3 Calibrazione e controlli

L'elettronica di lettura della camera è calibrata quotidianamente per determinare le costanti di correzione e le soglie canale per canale; la procedura ha luogo in meno di due minuti e fa uso di impulsi di calibrazione generati internamente dall'elettronica della camera a un rate di 160 Hz. Le condizioni operative della camera (pressione, composizione e flusso della miscela; tensioni e correnti applicate ai fili; tensioni e correnti applicate all'elettronica di lettura; dosi istantanee e integrate; temperatura e umidità) sono costantemente tenute sotto controllo. In aggiunta durante le normali operazioni di presa dati un software registra le efficienze e i tempi di occupazione della camera in cerca di anomalie che possano aiutare a diagnosticare problemi di difficile individuazione.

2.6.4 Prestazioni

Le prestazioni della camera sono valutate sia sui dati provenienti dalle collisioni dei fasci di PEP-II sia - per evitare bias - su eventi cosmici. Esse sono costantemente misurate insieme ai parametri di calibrazione necessari per le misure del tempo di drift e di dE/dx .

La relazione precisa tra il tempo di deriva misurato e la distanza percorsa dalle particelle risultanti dalla ionizzazione primaria è determinata su campioni di eventi e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e cosmici. La distanza di deriva per ogni cella è stimata calcolando la distanza di minimo avvicinamento tra la traccia e il filo sensibile; per evitare bias il fit che ricostruisce la traccia non include l'hit della cella in esame. Le distanze così stimate e i tempi di deriva misurati sono mediati su tutti i fili di uno strato, separatamente per tracce passanti alla sinistra o alla destra del filo sensibile. La relazione tempo-distanza è poi fittata con un polinomio di Chebychev di sesto grado. Un esempio di tale fit è mostrato in figura 2.16. La risoluzione sulla posizione così ottenuta, misurata da fit gaussiani alle distribuzioni dei residui, è mostrata in figura 2.17, e varia tra 0.1 mm e 0.4 mm.

La perdita specifica di energia per ionizzazione (dE/dx) delle particelle cariche che attraversano la camera è determinata dalle misure della carica totale depositata in ogni cella. Essa è calcolata come la media dell'80% delle misure con i valori di dE/dx più bassi: in questo modo viene rimossa la coda di Landau. Le misure di ogni cella, ottenute integrando per circa 1.8 μ s il segnale (a cui è stato sottratto il piedistallo) indotto dagli elettroni sul filo sensibile, sono

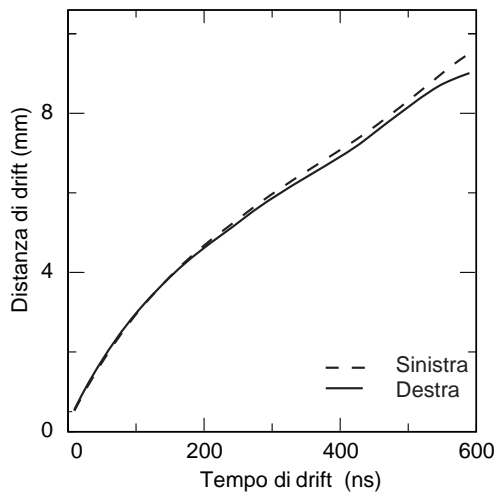


Figura 2.16: Relazione tra la distanza e il tempo di deriva nella metà sinistra e in quella destra delle celle. Le funzioni sono ottenute mediando i dati di tutte le celle di uno stesso strato.

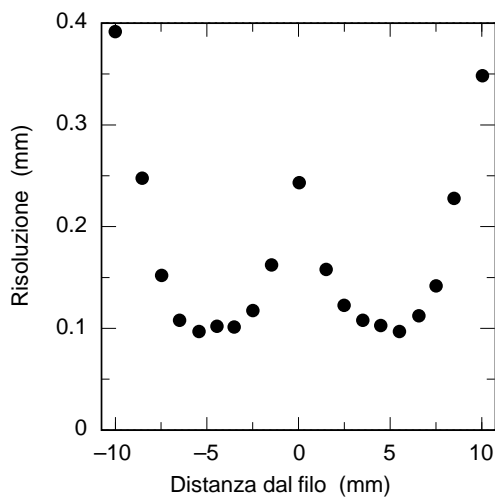


Figura 2.17: Risoluzione sulla posizione in funzione della distanza di drift nello strato 18 per tracce passanti a sinistra o a destra dei fili sensibili. I dati sono mediati su tutte le celle dello strato.

corrette per tenere conto di effetti sistematici che altrimenti introdurrebbero dei bias nella misura:

- variazioni nella pressione e nella temperatura della miscela. Se ignorate possono dare luogo a variazioni in dE/dx fino a $\pm 9\%$. Sono parametrizzate

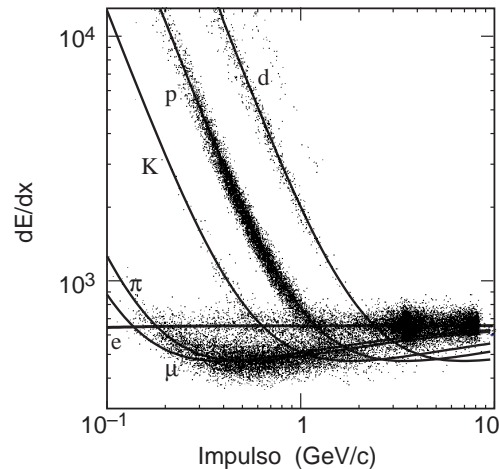


Figura 2.18: dE/dx misurata in funzione dell'impulso delle tracce. Le curve sovrapposte mostrano le previsioni teoriche per diverse ipotesi di massa (formula di Bethe-Bloch)

come una costante moltiplicativa globale (funzione di p e T) identica per tutte le celle;

- differenze nelle geometrie delle celle e nella raccolta della carica. Le variazioni in dE/dx ad esse associate possono arrivare fino a $\pm 8\%$; sono corrette per mezzo di un insieme di costanti moltiplicative, una per ogni cella;
- saturazione del segnale dovuto a accumulo spaziale di carica; le variazioni (fino a $\pm 11\%$) sono corrette per mezzo di una funzione dell'angolo di dip della traccia, λ , della forma $1/\sqrt{\sin^2 \lambda + \text{costante}}$;
- variazioni nella raccolta della carica in funzione dell'angolo di ingresso della traccia (fino a $\pm 2.5\%$), corrette con un polinomio di Chebyshev di sesto grado nell'angolo.

Il fattore di correzione globale è costantemente aggiornato in base a frequenti misure di pressione e temperatura del gas della camera; le altre correzioni sono determinate una volta per tutte per una determinata configurazione delle tensioni applicate ai fili e della miscela. Nonostante le correzioni applicate al livello delle singole celle possano essere ragguardevoli, nel calcolare la media il loro contributo in parte si cancella e la correzione globale diventa il fattore dominante nella risoluzione in dE/dx .

La figura 2.18 mostra la distribuzione dei valori medi di dE/dx misurati in funzione del momento delle tracce. Le curve teoriche di Bethe-Bloch per differenti ipotesi di massa, verificate su campioni di controllo accuratamente selezionati, sono sovrapposte. La risoluzione misurata per eventi Bhabha è mostrata in figura 2.19; essa è tipicamente del 7.5%, vicina al valore aspettato di 7%; ulteriori sviluppi sono attualmente in fase di studio.

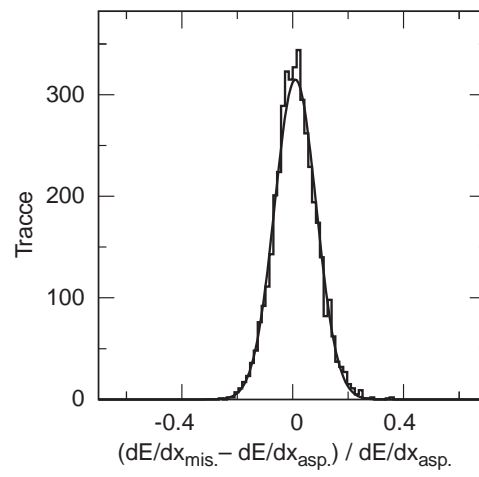


Figura 2.19: Differenza tra la perdita specifica di energia per ionizzazione misurata e quella aspettata, divisa per quest'ultima, per e^\pm da scattering Bhabha. La distribuzione è stata fittata con una gaussiana di larghezza 7.5%.

2.7 Tracciatura delle particelle cariche in *BABAR*

La tracciatura delle particelle cariche in *BABAR* è effettuato a partire dai segnali forniti da SVT e dalla camera a deriva. La messa a punto degli algoritmi di ricostruzione e la misura delle loro prestazioni sono state effettuate su grandi campioni di muoni da raggi cosmici e di eventi e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ e multiadronici.

2.7.1 Ricostruzione delle tracce

La ricostruzione delle tracce cariche combina i dati di entrambi i sistemi di tracciatura, il rivelatore di vertice e la camera a deriva. Le tracce cariche sono definite per mezzo di cinque parametri ($d_0, \phi_0, \omega, z_0, \tan \lambda$) e della matrice di covarianza associata. I parametri sono misurati nel punto di massimo avvicinamento all'asse z ; d_0 e z_0 sono le distanze di questo punto dall'origine delle coordinate nel piano trasverso e lungo l'asse z rispettivamente, ϕ_0 è l'azimut della traccia, λ è l'angolo di dip relativo al piano trasverso e $\omega = 1/p_t$ è la curvatura. d_0 e ω sono variabili con segno; il loro segno dipende dalla carica delle tracce. Le procedure di ricostruzione delle tracce fanno uso dell'algoritmo noto come *filtro di Kalman*, che tiene in considerazione la distribuzione dettagliata del materiale nel rivelatore e la mappa completa del campo magnetico.

La ricostruzione inizia considerando gli hit della camera ed eseguendo fit elicoidali a questi. Le tracce così ricostruite sono estrapolate all'indietro fino a SVT, tenendo conto delle inhomogeneità del campo magnetico e del materiale attraversato dalle particelle. A questo punto si cercano gli hit del rivelatore di vertice consistenti con la traccia estrapolata e il fit di Kalman viene ripetuto includendo anche quegli hit. Nei fit viene lasciato libero anche il tempo iniziale t_0 dell'evento, la cui stima di partenza è fornita dal tempo di trigger; alla fine del processo di tracciatura si ottiene in questo modo una misura più precisa di t_0 . Con gli hit restanti, il programma di ricostruzione cerca come prima cosa di ricostruire delle tracce con quelli di SVT. A questo punto le tracce ricostruite solo in SVT o solo nella camera a deriva sono esaminate nel tentativo di trovare tracce compatibili tra loro ma che non sono state associate a causa di una deviazione significativa dovuta allo scattering nel materiale tra i due rivelatori. Le tracce rimanenti possono essere costituite da tracce di basso impulso (hit solo in SVT) o tracce non provenienti dal punto di interazione, tra cui in certi casi i prodotti di decadimento di particelle a lunga vita media (hit solo nella camera a deriva).

Alla fine del processo illustrato viene creata una lista di tracce cariche, ricostruite in SVT o nella camera a deriva o in entrambi i rivelatori, con i parametri fittati e la relativa matrice di covarianza.

2.7.2 Efficienza della tracciatura

L'efficienza di ricostruzione delle tracce nella camera a deriva è stata misurata in funzione del momento trasverso e dell'angolo polare in eventi multiadronici; tale studio si è basato sull'indipendenza delle misure effettuate da SVT e dalla camera a deriva. L'efficienza di tracciatura della camera è stata determinata come il rapporto tra il numero di tracce ricostruite nella camera a deriva e il numero di tracce ricostruite in SVT e interne alla regione di accettazione della

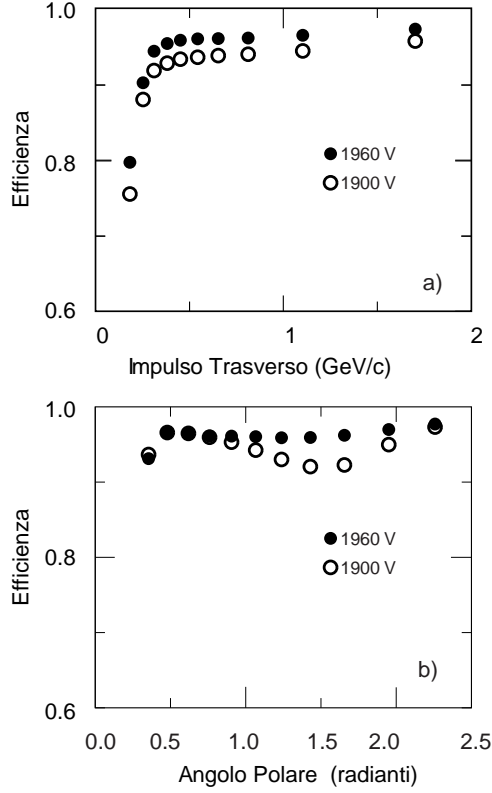


Figura 2.20: Efficienza di ricostruzione delle tracce nella camera a deriva per tensioni operative di 1900 V e 1960 V, in funzione di a) momento trasverso, e b) angolo polare.

camera. L'analisi è stata condotta su differenti campioni di eventi multiadronici; in figura 2.20 è mostrato il risultato di uno di questi. Gli errori sono dominati dall'incertezza nella correzione per le tracce false ricostruite in SVT. Alla tensione di progetto di 1960 V l'efficienza media è di $(98 \pm 1)\%$ per le tracce sopra 200 MeV/c e angolo polare $\theta > 500$ mrad; a 1900 V l'efficienza viene ridotta di circa il 5% per le tracce a incidenza quasi normale.

Gli algoritmi di ricostruzione operanti sui soli hit di SVT hanno una efficienza elevata per le tracce di basso impulso trasverso per le quali la camera non è pienamente efficiente. Questa proprietà è importante per la rivelazione dei decadimenti dei mesoni D^* . Per studiare questa efficienza sono stati selezionati decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ attraverso la ricostruzione di eventi del tipo $\bar{B} \rightarrow D^{*+} X$ seguiti da $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$; i pioni dal decadimento del D^* hanno infatti uno spettro di impulso particolarmente soffice. Per la maggior parte di questi pioni la risoluzione sul momento è limitata dal multiplo scattering, ma l'angolo di produzione può essere determinato dagli hit degli strati più interni di SVT. In figura 2.21 è mostrata la differenza di massa $\Delta M = M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$ per tutti gli eventi ricostruiti e per quelli in cui è richiesto che il pione soft sia ricostruito sia in SVT che nella camera a

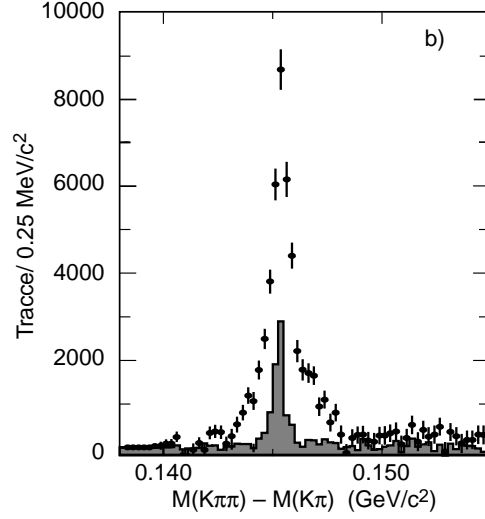


Figura 2.21: Ricostruzione delle tracce di basso impulso: la differenza di massa, $\Delta M = M(K^-\pi^+\pi^+) - M(K^-\pi^+)$, per tutte gli eventi (punti) e per eventi in cui il pione di basso impulso è ricostruito sia in SVT che nella camera a deriva. Il fondo da combinatorio e false tracce è stato sottratto.

deriva; è evidente il miglioramento in termini di purezza del segnale e di risoluzione. Per ricavare una stima dell'efficienza di tracciatura di queste tracce di basso impulso è stata eseguita una simulazione Monte Carlo dettagliata della produzione inclusiva dei mesoni D^* in eventi $B\bar{B}$ e dei successivi decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$. Un confronto tra lo spettro dei pioni soffici misurato e quello previsto dal Monte Carlo è mostrato in figura 2.22 a); in base a quest'ottimo accordo, l'efficienza di rivelazione è stata misurata direttamente sui dati simulati. Il risultato è mostrato in figura 2.22 b) e mostra che SVT estende in modo significativo la capacità di rivelazione delle particelle cariche fino a momenti trasversi di circa 50 MeV/c.

2.7.3 Risoluzione sui parametri delle tracce

La risoluzione sui cinque parametri delle tracce è valutata online su eventi e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ e offline su eventi multiadronici e cosmici.

Lo studio basato sui raggi cosmici è molto semplice: la metà superiore e quella inferiore delle tracce che attraversano SVT e la camera a deriva sono fittate indipendentemente, e la risoluzione è stimata dalla differenza tra i parametri misurati nei due casi. Tagli in d_0 , z_0 e $\tan \lambda$ sono applicati per garantire che le tracce passino in prossimità del punto di interazione. Da questi studi si è determinato:

$$\begin{aligned} \sigma_{d_0} &= 23\mu m & \sigma_{\phi_0} &= 0.43\text{ mrad} \\ \sigma_{z_0} &= 29\mu m & \sigma_{\tan \lambda} &= 0.53 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

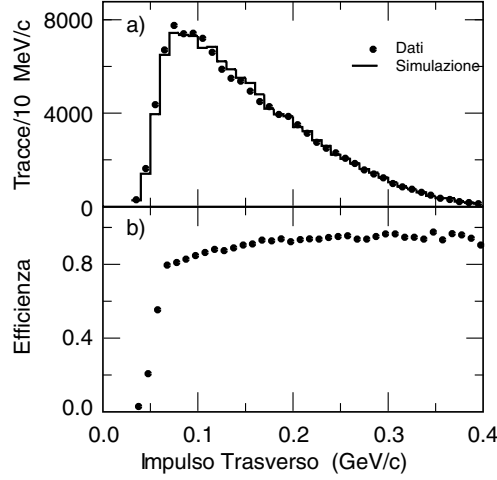


Figura 2.22: Studi Monte Carlo delle tracce di basso impulso in SVT: a) confronto tra i dati (i contributi da fondo combinatorio e da eventi non $B\bar{B}$ sono stati sottratti) e la simulazione dello spettro di impulso trasverso dei pioni da $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ in eventi $B\bar{B}$, e b) efficienza di rivelazione per i pioni lenti ricavata dalla simulazione.

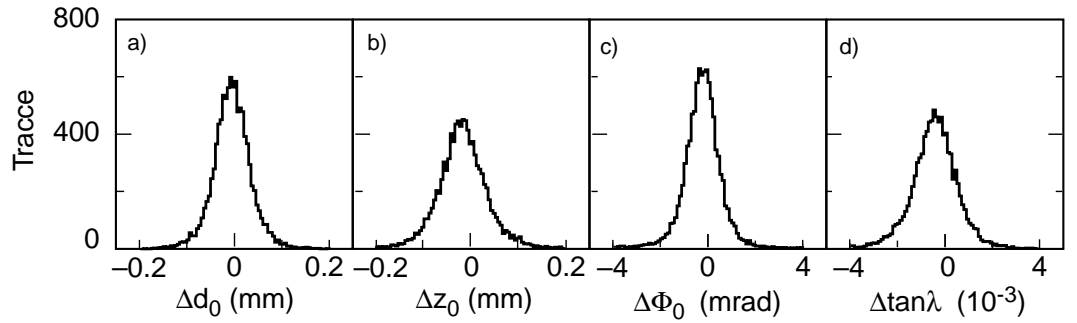


Figura 2.23: Distribuzioni delle differenze tra i parametri fittati delle due metà delle tracce di muoni da raggi cosmici con momenti trasversi superiori a $3 \text{ GeV}/c$, a) Δd_0 , b) Δz_0 , c) $\Delta \phi_0$, e d) $\Delta \tan \lambda$.

Neli studi condotti sugli eventi multiadronici la risoluzione è stata determinata come la larghezza della distribuzione della differenza tra i parametri misurati d_0 e z_0 e le coordinate del vertice ricostruito con le tracce rimanenti. Fittando la parte negativa di queste distribuzioni (la parte positiva ha una coda dovuta alle particelle che decadono) le risoluzioni misurate su d_0 e z_0 sono rispettivamente $25 \mu\text{m}$ e $40 \mu\text{m}$ a $p_t = 3 \text{ GeV}/c$, in ragionevole accordo con le stime ottenute dai raggi cosmici.

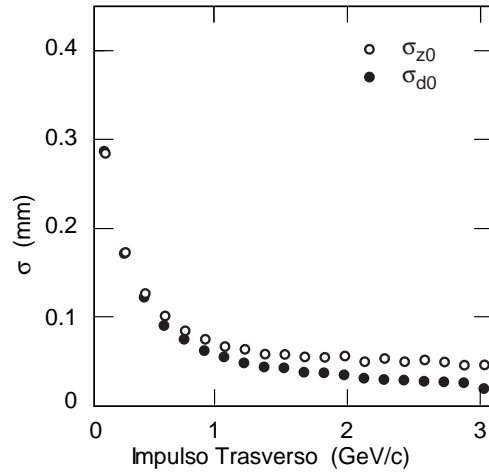


Figura 2.24: Risoluzione nei parametri d_0 e z_0 per le tracce in eventi multiadronici in funzione dell'impulso trasverso. I dati sono corretti per tenere conto delle incertezze sulla posizione del vertice e degli effetti dovuti ai decadimenti delle particelle.

2.7.4 Risoluzione sui vertici di decadimento dei mesoni B

In figura 2.25 è mostrata l'incertezza stimata nella misura della differenza lungo z tra i vertici di decadimento di due mesoni B neutri di cui uno è completamente ricostruito e l'altro decade in uno stato di tag. La risoluzione corrisponde a quella di progetto.

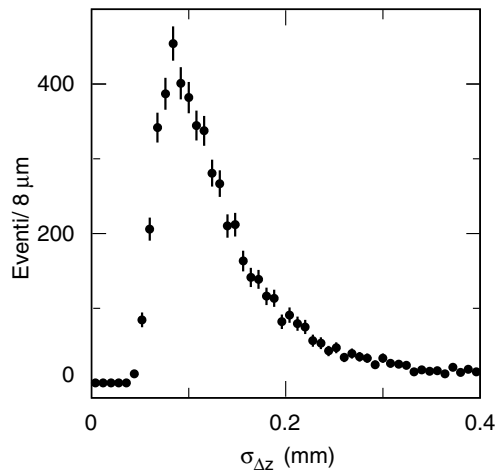


Figura 2.25: Errore stimato nella differenza Δz tra i vertici di decadimento dei mesoni B per un campione di eventi in cui B^0 è completamente ricostruito.

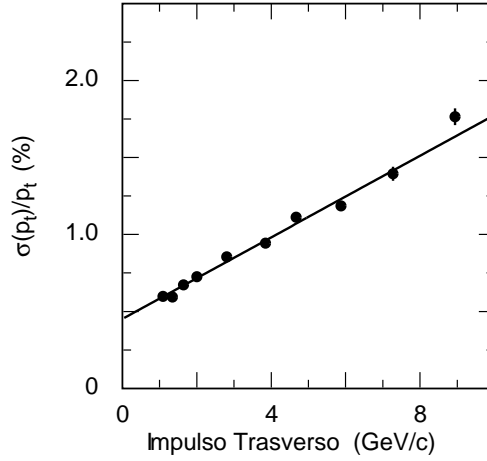


Figura 2.26: Risoluzione nell'impulso trasverso p_t misurata sui muoni cosmici che attraversano sia il rivelatore di vertice che la camera a deriva.

2.7.5 Risoluzione sull'impulso trasverso

p_t è ricostruito essenzialmente sulla base delle misure fornite dalla camera a deriva. In figura 2.26 è mostrata la risoluzione sull'impulso trasverso per le tracce da muoni cosmici. I dati sono ben descritti da una funzione lineare:

$$\sigma_{p_t}/p_t = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_t + (0.45 \pm 0.03)\%,$$

dove l'impulso trasverso p_t è misurato in GeV/c . I valori dei parametri di risoluzione sono molto vicini alle stime iniziali e sono ben riprodotti dalle simulazioni Monte Carlo.

2.8 Il rivelatore di luce Čerenkov

2.8.1 Scopo

Il DIRC (*Detector of Internally Reflected Čerenkov light*) è un rivelatore di luce Čerenkov progettato per l'identificazione della particelle cariche prodotte nei decadimenti dei mesoni B . In particolare il DIRC è stato disegnato per fornire un'eccellente separazione π/K , superiore a $\approx 4\sigma$ in tutto il range di impulsi compresi tra la soglia Čerenkov dei pioni e il massimo impulso che pioni e kaoni prodotti nei decadimenti dei mesoni B possono avere, cioè 4.5 GeV/c; in questo modo è possibile non solo ricostruire con precisione il flavor dei mesoni B nei decadimenti contenenti kaoni (nei quali l'impulso dei K non supera i 2 GeV/c), ma anche studiare canali di decadimento rari come $B \rightarrow K\pi$ e $B \rightarrow \pi\pi$ (nei quali l'impulso delle particelle arriva fino a i 4.5 GeV/c) in modo esclusivo. Particolare cura è stata posta nel rendere il DIRC il più possibile sottile e uniforme in lunghezze di radiazione per minimizzare la degradazione della risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico, e sottile in dimensione radiale per ridurre il volume e quindi il costo del calorimetro.

2.8.2 Struttura

Il DIRC è un rivelatore Čerenkov di nuova concezione. Uno schema della sua geometria con le principali dimensioni è illustrato in figura 2.27. Il DIRC si

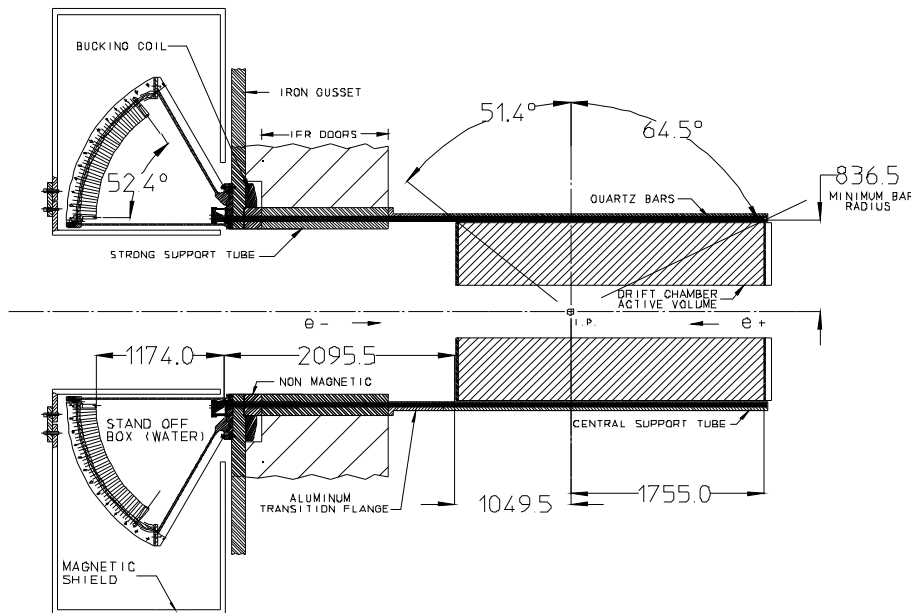


Figura 2.27: Sezione longitudinale del DIRC. Tutte le dimensioni sono date in mm.

basa ovviamente sul fenomeno di emissione di luce coerente (luce Čerenkov) da parte delle particelle cariche che si muovono in un mezzo con velocità superiore

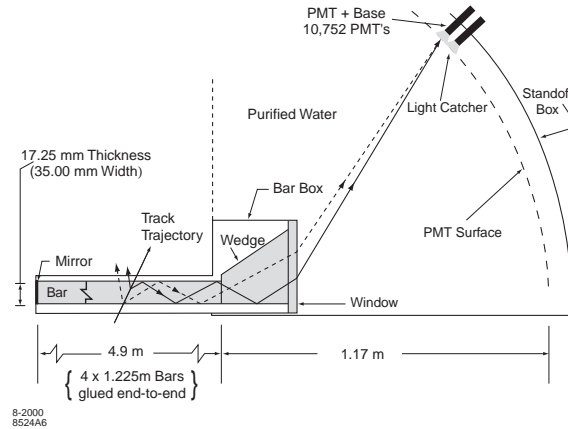


Figura 2.28: Schema di una barra del DIRC e della regione di formazione dell'immagine.

a quella della luce nello stesso mezzo ($\beta > \beta_{\text{thr}} = 1/n$). Questa luce coerente viene emessa in fronti d'onda conici il cui asse coincide con la direzione di volo della particella e la cui apertura θ_c (angolo Čerenkov) è legata in modo univoco alla velocità della particella dalla relazione $\cos \theta_c = 1/\beta n$. Ricostruendo questo cono di luce e determinandone l'angolo di apertura è quindi possibile ricostruire la velocità della particella e, noto l'impulso (misurato in maniera indipendente dalla camera a deriva), risalire alla sua massa e quindi al tipo di particella.

Uno schema di come la luce viene prodotta, trasportata e rivelata nel DIRC è illustrato in figura 2.28.

Il materiale radiatore è costituito da 144 barre di quarzo prodotte per fusione. La scelta di questo materiale è stata dettata dalla sua resistenza alle radiazioni ionizzanti, dal suo grande indice di rifrazione $n = 1.473$ (che si traduce in una bassa soglia β_{thr} e, a parità di β , in angoli Čerenkov maggiori), dalla bassa dispersione cromatica, dalla buona trasparenza UV e dal fatto che consente un'eccellente rifinitura ottica delle sue superfici. Le barre sono spesse 17 mm, larghe 35 mm e lunghe 1.225 m; esse sono disposte attorno alla camera a deriva in modo da formare un prisma cavo a base dodecagonale (si veda figura 2.29). Questa disposizione copre circa il 94% dell'angolo azimutale e circa l'83% del coseno dell'angolo polare nel centro di massa; lo spazio radiale occupato nel volume centrale del rivelatore è molto limitato, solo 80 mm (incluse le strutture di supporto), corrispondente a 0.19 lunghezze di radiazione per particelle a incidenza normale.

Le barre fungono non soltanto da radiatori ma anche da guide per la luce Čerenkov, che viene intrappolata al loro interno per riflessione totale. Questo è possibile poiché il rapporto tra l'indice di rifrazione del quarzo fuso, 1.473, e quello, circa 1, dell'azoto gassoso (in condizioni normali di temperatura e di pressione) che viene fatto circolare intorno alle barre per rimuovere l'umidità dalle loro superfici, è sufficientemente elevato da far sì che quasi sempre per particelle sufficientemente sopra soglia una certa frazione (dipendente dall'angolo di incidenza della particella) di fotoni Čerenkov incida sulle pareti con un angolo θ_γ maggiore dell'angolo limite θ_L ($\sin(\theta_L) = 1/1.473$). In questo caso i

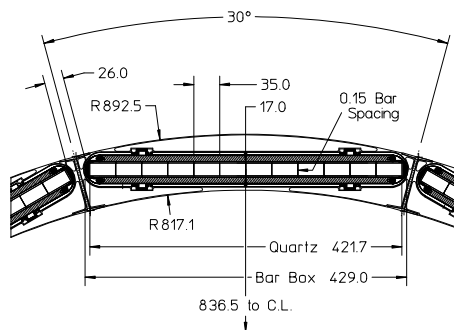


Figura 2.29: Sezione trasversale di 1/6 della regione centrale del DIRC. Tutte le dimensioni sono date in mm.

fotoni vengono completamente riflessi, a parte una modesta frazione assorbita dalle pareti. La probabilità che almeno una parte dei fotoni Čerenkov abbia $\theta_\gamma > \theta_L$ è favorita dall'asimmetria di PEP-II: questa fa sì che le particelle siano per lo più boostate in avanti, di conseguenza i fotoni emessi a loro volta in avanti rispetto alle particelle incidono sulle barre con angoli maggiori (un'altra conseguenza vantaggiosa di questo fatto è che le tracce, attraversando il DIRC obliquamente, percorrono in esso una distanza significativamente maggiore rispetto a quella coperta da particelle con piccoli angoli di incidenza; il numero di fotoni Čerenkov emessi quindi è superiore, migliorando la risoluzione su θ_C).

Dopo diverse riflessioni i fotoni Čerenkov arrivano a una delle due estremità delle lastre. L'estremità anteriore di ogni barra è dotata di uno specchio collocato perpendicolarmente al suo asse; in questo modo i fotoni che vi incidono sono riflessi nella direzione opposta e si propagano fino all'estremità posteriore. L'elevato coefficiente di riflessione delle barre (0.9992) garantisce che una larga frazione della luce arrivi fino a questo punto (circa l'80% dei fotoni sopravvive dopo ben 300 riflessioni). Giunti all'estremità posteriore delle lastre i fotoni vengono trasmessi a un serbatoio di acciaio (*standoff box*) contenente 6000 litri di acqua demineralizzata; nel serbatoio i fotoni si propagano e vengono infine rivelati dai tubi fotomoltiplicatori (PMT) collocati sulle pareti interne. Poiché nelle riflessioni l'angolo polare di incidenza dei fotoni non viene modificato, la luce Čerenkov in uscita dalle barre dà ancora luogo a fronti d'onda conici il cui angolo di apertura è l'angolo Čerenkov iniziale leggermente modificato dalla rifrazione nel passaggio dal radiatore all'acqua. La distribuzione dei fotomoltiplicatori colpiti dai fotoni Čerenkov e dei tempi associati consente al programma di ricostruzione - a cui sono note la posizione e la direzione di volo della traccia, misurate dal sistema di tracciatura (SVT+DCH) ed estrapolate al DIRC - di determinare senza ambiguità l'angolo Čerenkov.

La scelta dell'acqua come mezzo di espansione è stata dettata da tre motivi: la sua economicità, la somiglianza tra il suo indice di rifrazione ($n \approx 1.346$) e quello del quarzo fuso, che consente di minimizzare la riflessione totale dei fotoni all'interfaccia tra i due diversi mezzi, e l'indice di cromaticità molto prossimo a quello del quarzo fuso, fatto che rende trascurabile la dispersione alla superficie di contatto. Per mantenere una buona trasparenza fino a lunghezze d'onda di 300 nm l'acqua è purificata, deionizzata e degassata; la trasparenza raggiunta

in questo modo supera 92% per metro a 266 nm e 98% per metro a 325 nm e 442 nm.

I tubi fotomoltiplicatori - 12 settori di 896 PMT ciascuno - misurano 29 mm di diametro e sono disposti a brevi distanze l'uno dall'altro. Ogni fototubo è dotato di un cono riflettente (*light catcher*) anteposto al fotocatodo per raccogliere la luce che altrimenti finirebbe negli spazi morti tra un PMT e l'altro; con questo accorgimento la superficie attiva efficace per la raccolta della luce raggiunge il 90% dell'area totale del serbatoio. La distanza tra i tubi e l'estremità delle barre è 1.174 m; questo, insieme con le dimensioni delle barre e dei PMT, si traduce in una risoluzione angolare per un singolo fotone Čerenkov di circa 7 mrad, che, sommata al contributo degli effetti di dispersione cromatica nelle barre, porta la risoluzione angolare complessiva a circa 9 mrad.

2.8.3 Algoritmi di ricostruzione

L'obiettivo del programma di ricostruzione consiste nell'associare correttamente gli hit dei PMT alle tracce e determinare l'angolo Čerenkov di emissione.

La ricostruzione inizia calcolando l'intersezione della traccia in esame con il DIRC, determinando così la barra in cui ha luogo l'emissione Čerenkov. Successivamente vengono calcolati i vettori che collegano il centro dell'estremità posteriore della barra con i centri dei fotocatodi dei PMT in cui è stato registrato un segnale nella finestra temporale ± 300 ns. Questi vettori sono poi estrapolati (indietro nel tempo) nella barra, facendo uso delle leggi dell'ottica geometrica, fino a intersecare la traccia; l'angolo di emissione viene determinato come l'angolo compreso tra il vettore e la traccia.

Possibili ambiguità (per esempio tra fotoni emessi in avanti e riflessi dallo specchio all'estremità della barra e fotoni emessi all'indietro) sono rimosse richiedendo che vengano usati solo fotoni i cui cammini sono contenuti nella regione di riflessione interna totale e facendo uso dell'informazione temporale fornita dai fotomoltiplicatori. A tale scopo si calcola la differenza δt_γ tra il tempo di arrivo dei fotoni misurato dai PMT e quello aspettato, e si richiede che essa sia compatibile con 0 nei limiti della risoluzione sperimentale, che è circa 1.7 ns (si veda figura 2.31(b)) e dipende largamente dall'incertezza intrinseca sul tempo di transito dei fotoelettroni nel PMT (1.5 ns). Il tempo di arrivo aspettato è determinato a partire dal tempo di attraversamento della barra da parte della traccia e dalla lunghezza del cammino ottico del fotone nelle barre e nell'acqua.

Oltre che nel trattamento delle ambiguità l'informazione temporale risulta molto utile nella rimozione di gran parte dei fotoni dovuti al fondo macchina e ad altre tracce dello stesso evento, come mostrato in figura 2.30.

Al termine della ricostruzione, se ci sono sufficienti fotoni, per ogni traccia viene calcolato, mediante un fit, il valore più probabile di θ_C ; in output sono forniti il valore fittato di θ_C , il numero di fotoni di segnale e il numero di fotoni di fondo.

2.8.4 Prestazioni

Studi condotti su numerosi prototipi, di cui uno in grandezza reale provato al CERN, hanno fornito risultati in accordo con le simulazioni Monte Carlo del rivelatore; le prestazioni misurate sul rivelatore installato in *BABAR* sono risultate

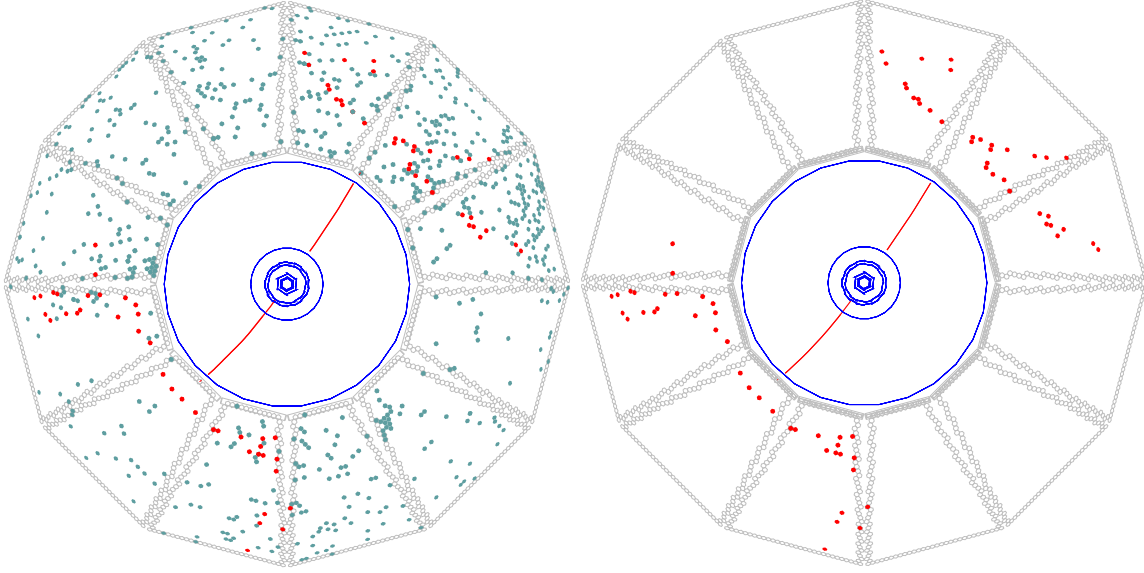


Figura 2.30: Immagine di un evento $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ricostruito in *BABAR* con due differenti tagli temporali. A sinistra sono mostrati tutti i PMT del DIRC con segnali entro la finestra temporale ± 300 ns del trigger. A destra sono mostrati solo quei PMT con segnali entro 8 ns dal tempo di arrivo atteso dei fotoni Čerenkov.

quasi altrettanto buone, e ulteriori lavori sono in corso - particolarmente sull'allineamento geometrico del rivelatore - per migliorare ulteriormente le risoluzioni dell'apparato

In assenza di errori sistematici correlati, la risoluzione ($\sigma_{C, \text{traccia}}$) sull'angolo Čerenkov di una traccia dovrebbe scalare come:

$$\sigma_{C, \text{traccia}} = \sigma_{C, \gamma} / \sqrt{N_\gamma}, \quad (2.2)$$

dove $\sigma_{C, \gamma}$ è la risoluzione sull'angolo Čerenkov del singolo fotone, e N_γ è il numero di fotoni rivelati.

In figura 2.31(a) è mostrata la risoluzione su θ_C per singolo fotone misurata in eventi dimuonici, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: la risoluzione media ottenuta è 10.2 mrad, peggiore rispetto al valore atteso (9 mrad) di circa il 10%. È presente un fondo largo, di altezza, relativa a quella del picco, inferiore al 10%; esso ha origine principalmente da sorgenti associate alle tracce, come δ elettroni e scintillazione, e da combinazioni casuali di hit di rumore nei fotomoltiplicatori.

Il numero di fotoni rivelati per singola traccia, mostrato in figura 2.32, varia da un minimo di circa 20 per piccoli angoli di dip a un massimo di 50-60 per grandi angoli di dip. Questo comportamento è in buon accordo con quanto atteso sulla base delle simulazioni Monte Carlo, ed è dovuto a due fattori concomitanti: il vero numero di fotoni emessi, tanto maggiore quanto più è inclinata la traiettoria della traccia (che in questo caso percorre una distanza maggiore all'interno delle barre), e la frazione di fotoni intrappolata nelle barre per riflessione totale. Questa seconda quantità ha un picco per angoli di dip λ prossimi a 0, poi decresce lentamente al crescere di λ fino a un minimo, poi risale per valori

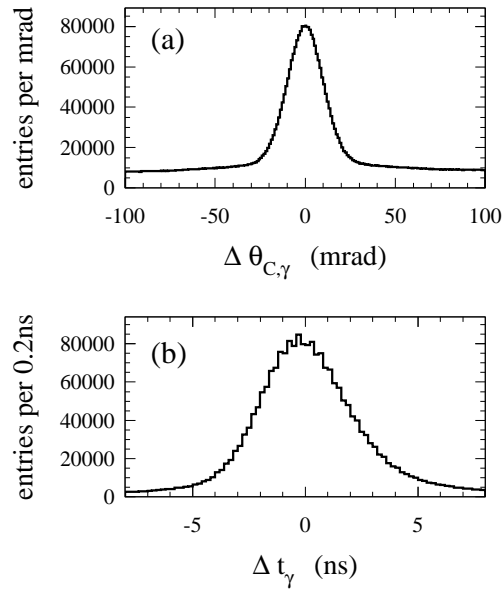


Figura 2.31: Risoluzione de (a) l'angolo Čerenkov ricostruito per singoli fotoni e (b) la differenza tra il tempo di arrivo misurato e quello aspettato.

[Risoluzione de (a) l'angolo Cherenkov ricostruito per singoli fotoni e (b) la differenza tra il tempo di arrivo misurato e quello aspettato.]

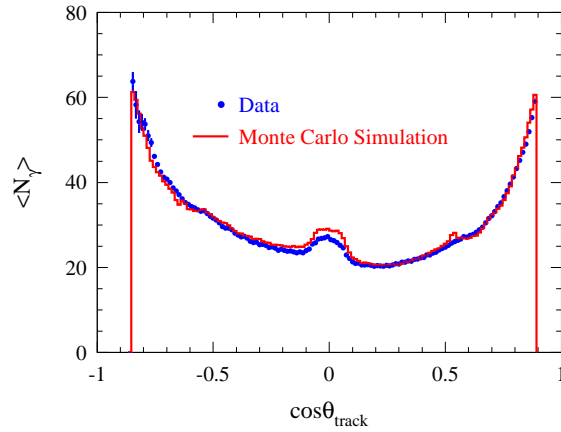


Figura 2.32: Numero di fotoni rivelati in funzione dell'angolo polare della traccia per eventi dimuonici nei dati e nelle simulazioni.

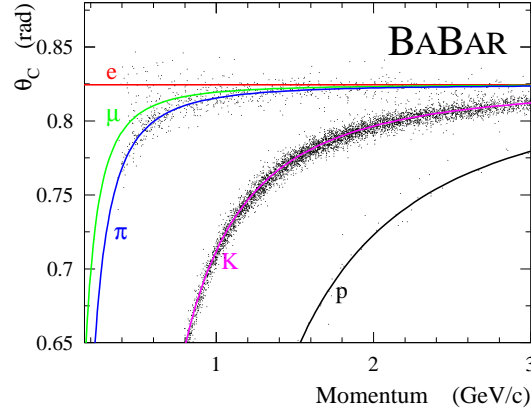


Figura 2.33: Distribuzione dell'angolo Čerenkov misurato in funzione dell'impulso in un campione di controllo arricchito in kaoni. Le curve sovrapposte rappresentano le previsioni teoriche per le 5 particelle cariche stabili.

di λ prossimi a 90° . Questo spettro chiaramente mostra come il DIRC si trovi perfettamente a suo agio in un ambiente asimmetrico come quello di *BABAR*: la risoluzione migliora per le particelle emesse in avanti (e all'indietro).

Con l'allineamento presente la risoluzione media sull'angolo Čerenkov delle tracce, misurata in eventi dimuonici e mostrata in figura 2.34, è di circa 2.5 mrad, 15% peggio dei 2.2 mrad attesi dalle simulazioni. Un esempio di come sono distribuiti gli angoli Čerenkov misurati, in un campione arricchito in kaoni, è dato in figura 2.33.

La risoluzione raggiunta dal DIRC si traduce in una separazione $\pi - K$ superiore a 4σ fino a circa 3 GeV/c, compresa tra 2σ e 4σ per impulsi compresi tra 3 e 4.5 GeV/c; questo è mostrato in figura 2.35. La separazione è stata misurata su campioni di controllo di pioni e kaoni carichi provenienti dai decadimenti $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, con i D^0 prodotti in $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$.

La figura 2.36 mostra un esempio di utilizzo del DIRC per la selezione del campione: gli spettri di massa invariante delle coppie $K\pi$ (in cui è visibile il picco del D^0) senza e con l'uso del DIRC per l'identificazione del kaone mostrano chiaramente l'efficacia del DIRC nella rimozione dei fondi rimanendo efficiente sul segnale, identificando in modo corretto i K .

L'efficienza di identificazione dei kaoni carichi nel volume attivo del DIRC e la probabilità di misidentificazione dei pioni, valutate sempre sul campione di controllo $D^* \rightarrow D^0 \pi$, $D^0 \rightarrow K \pi$, sono mostrate in figura 2.37 per impulsi inferiori a 3.5 GeV per un particolare set di tagli su θ_C e N_γ . L'efficienza media di selezione dei kaoni e la probabilità media di misidentificazione dei pioni sono rispettivamente $96.2 \pm 0.2\%$ (stat.) e $2.1 \pm 0.1\%$ (stat.) in questo intervallo.

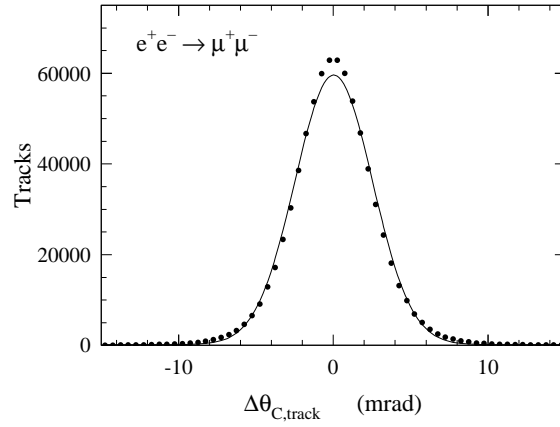


Figura 2.34: Risoluzione sull'angolo Čerenkov ricostruito per le tracce in eventi dimuonici.

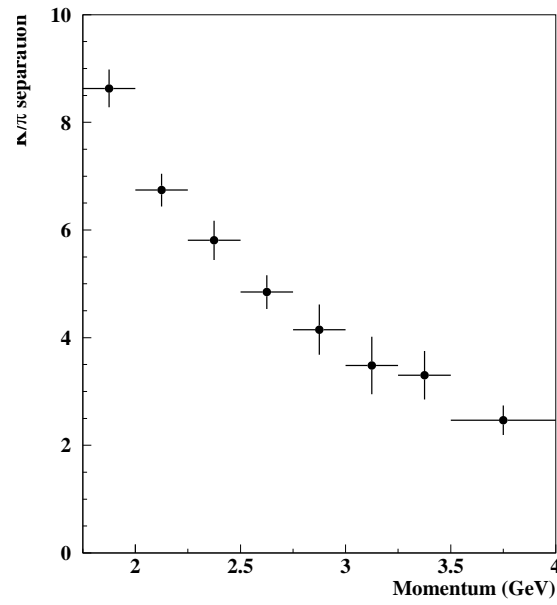


Figura 2.35: Separazione $\pi - K$ in funzione dell'impulso delle tracce.

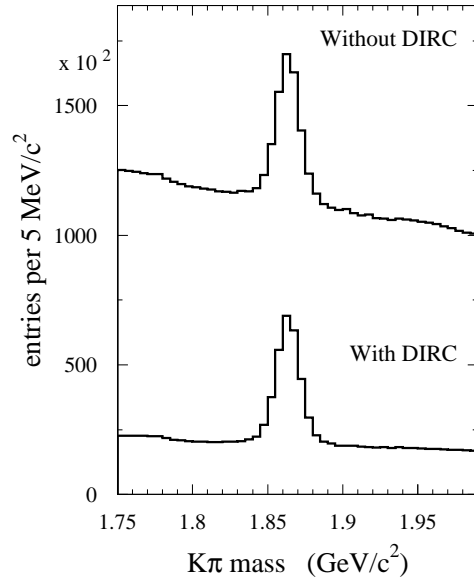


Figura 2.36: Spettro inclusivo della massa invariante $K\pi$ senza e con l'uso del DIRC per l'identificazione del kaone. Il picco corrisponde alle coppie $K\pi$ da decadimenti del mesone D^0 .

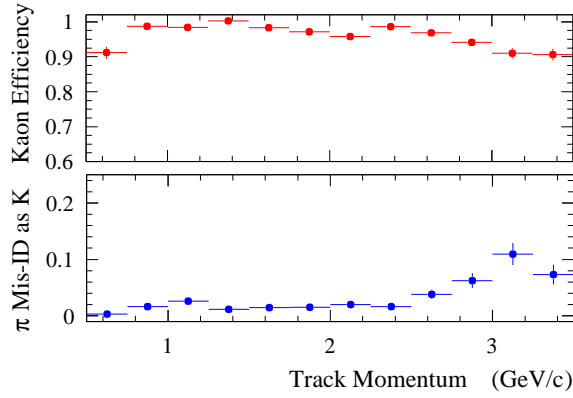


Figura 2.37: Efficienza e probabilità di misidentificazione di pioni nella selezione di kaoni carichi in funzione del momento delle tracce. I dati sono stati ricavati in decadimenti cinematicamente selezionati di mesoni D^0 provenienti dai D^* inclusivi.

2.9 Il calorimetro elettromagnetico

2.9.1 Scopo

Il calorimetro elettromagnetico di *BABAR* è stato disegnato per rivelare gli sciami elettromagnetici con ottime prestazioni in termini di efficienza e di risoluzione (sia angolare che in energia) in un ampio range di energie.

Gli obiettivi sono essenzialmente due:

- la rivelazione dei fotoni provenienti dai decadimenti di π^0 e η o da processi elettromagnetici o radiativi;
- l'identificazione degli elettroni.

Il primo è particolarmente importante per la ricostruzione di alcuni decadimenti esclusivi dei B , in particolare i decadimenti dei B neutri in autostati di CP contenenti uno o più π^0 ; il secondo gioca un ruolo determinante nella ricostruzione de:

- il flavor dei mesoni B neutri nei decadimenti semi-leptonici;
- i mesoni vettoriali come J/ψ attraverso il canale di decadimento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$;
- i decadimenti semi-leptonici e rari dei mesoni B e D e del leptone τ .

Per ricostruire in modo efficiente i decadimenti dei mesoni B contententi diversi π^0 e η^0 , dati i piccoli \mathcal{B} , il calorimetro è stato progettato per avere una bassa soglia di rivelazione dei fotoni (i fotoni provenienti da π^0 e η^0 possono avere energie molto basse, anche di pochi MeV) e per essere il più possibile ermetico.

Per misurare processi di QED come $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ e $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, usati per la calibrazione del calorimetro e per la determinazione della luminosità fornita da PEP-II, il calorimetro è stato progettato per essere efficiente per sciami di energie fino a 9 GeV.

Per raggiungere una risoluzione di 6.5 MeV sulla massa invariante dei π^0 in un range energetico piuttosto ampio (nei decadimenti $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ i π^0 arrivano fino a 4.5 GeV), dato che tale risoluzione è dominata a basse energie (inferiori a 2 GeV) dalla risoluzione in energia e ad alte energie (sopra i 2 GeV) dalla risoluzione angolare, entrambe sono state ottimizzate; i valori di progetto sono di 1 – 2% per la prima e di pochi mrad per la seconda.

2.9.2 Struttura

Per raggiungere gli obiettivi esposti si è optato per un calorimetro la cui regione attiva è formata da 6580 cristalli scintillatori di ioduro di cesio drogato con ioduro di tallio (CsI(Tl)). Essa consta di una regione centrale cilindrica (*Barrel*), composta da 48 anelli di 120 cristalli l'uno, e di una regione a forma di tronco di cono, collocata all'estremità anteriore (*End-Cap*), con 820 cristalli ripartiti in 8 anelli; questa configurazione assicura una copertura azimutale totale e una copertura degli angoli polari compresi tra 15.8° e 141.8° , corrispondenti al 90% dell'angolo solido nel sistema del centro di massa. I cristalli sono dei prismi di sezione trapezoidale e sono collocati secondo uno schema "proiettivo": l'asse

di ogni cristallo passa per il punto di interazione o in prossimità di esso. Uno schema della sezione longitudinale del calorimetro con le principali dimensioni è riportato in figura 2.38; alcuni dati sono inoltre riportati in tabella 2.7.

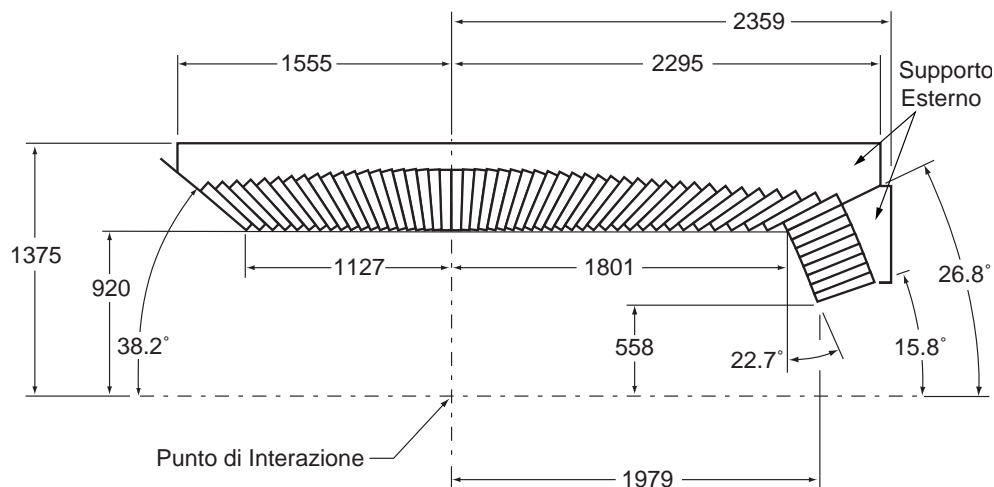


Figura 2.38: Sezione longitudinale del calorimetro elettromagnetico (solo la metà superiore è mostrata) con la disposizione dei 56 anelli di cristalli. Il rivelatore ha simmetria assiale attorno all'asse z . Le dimensioni sono date in mm.

I parametri caratteristici dei cristalli sono mostrati in tabella 2.8. La scelta di utilizzare CsI(Tl) è stata dettata da alcune interessanti proprietà di questo:

- elevata resa luminosa, anche a basse energie, che si traduce in un'eccellente risoluzione in energia e in un'efficienza intrinseca vicina al 100% fino a pochi MeV;
- piccolo raggio di Molière, che consente un'ottima risoluzione angolare;
- piccola lunghezza di radiazione, da cui la possibilità di contenere gli sciami con un rivelatore relativamente compatto.

La lunghezza dei cristalli aumenta da 29.6 cm nella regione posteriore a 32.4 cm nella regione anteriore per tenere conto della maggiore energia media delle particelle emesse in avanti; lo spessore equivalente in lunghezze di radiazione varia tra 16.0 e 17.5 X_0 . Le dimensioni trasverse dei cristalli (tipicamente 4.7×4.7 cm² per la base interna e 6.1×6.0 cm² per quella esterna) sono state scelte dello stesso ordine di grandezza del raggio di Molière, in modo da raggiungere la minima risoluzione angolare possibile limitando al tempo stesso il numero totale di cristalli e quindi di canali di lettura.

Per minimizzare la probabilità di *preshowering* la struttura di supporto dei cristalli (realizzata in fibra di carbonio) e l'elettronica di lettura sono state poste all'esterno del calorimetro; in questo modo lo spessore equivalente di materiale in fronte ai cristalli nella regione centrale e per 5 anelli degli 8 in cui è suddivisa l'end-cap anteriore è limitato a solo $0.3 - 0.6 X_0$. I restanti tre anelli che

Intervallo in θ (rad)	Lunghezza (X_0)	# di anelli	Cristalli /Anello
Barrel			
2.456 – 1.214	16.0	27	120
1.213 – 0.902	16.5	7	120
0.901 – 0.655	17.0	7	120
0.654 – 0.473	17.5	7	120
Endcap			
0.469 – 0.398	17.5	3	120
0.397 – 0.327	17.5	3	100
0.326 – 0.301	17.5	1	80
0.300 – 0.277	16.5	1	80

Tabella 2.7: Principali parametri geometrici degli anelli (56) di cristalli di CsI che compongono l'EMC.

Parametro	Valore
Lunghezza di radiazione	1.85 cm
Raggio di Molière	3.8 cm
Densità	4.53 g/cm ³
Output luminoso	50,000 γ /MeV
Coefficiente di temperatura per l'output luminoso	0.28%/°C
Lunghezza d'onda del picco di emissione λ_{max}	565 nm
Indice di rifrazione (λ_{max})	1.80
Tempo di decadimento del segnale	680 ns (64%) 3.34 μ s (36%)

Tabella 2.8: Proprietà del CsI(Tl) .

coprono la regione in avanti a più piccolo angolo sono preceduti dall'elettronica del rivelatore di vertice e da altro materiale, per uno spessore equivalente fino a $3.0 X_0$.

I cristalli sono letti per mezzo di fotodiodi di silicio scelti in modo da avere una buona efficienza (85%) per la luce di scintillazione del CsI(Tl) e valori molto ridotti (pochi nA) della corrente oscura; i fotodiodi sono incollati alla base posteriore dei cristalli per mezzo di un gel ottico che massimizza la trasmissione della luce, e il segnale in uscita dai diodi viene passato a un preamplificatore a basso rumore e da qui al resto dell'elettronica.

Per evitare che una frazione della luce venga trasmessa all'esterno dei cristalli, le pareti laterali di questi sono state rivestite da due strati di materiale riflettente spessi ciascuno $165 \mu\text{m}$. Questi sono a loro volta ricoperti da una lamina di alluminio spessa $25 \mu\text{m}$, che funge da gabbia di Faraday, e da uno strato di mylar di $13 \mu\text{m}$ che li isola elettricamente dalla struttura esterna di supporto. Uno schema esemplificativo è presentato in figura 2.39.

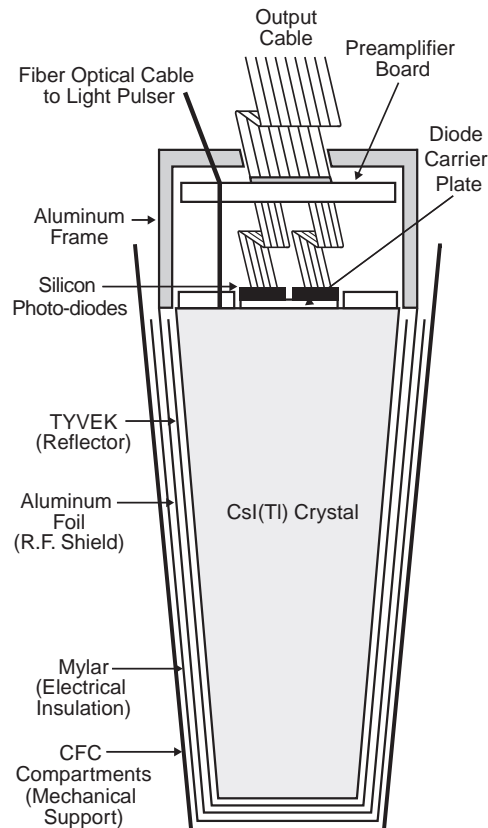


Figura 2.39: Schema di un cristallo di CsI(Tl) con l'elettronica di lettura associata.

2.9.3 Algoritmi di ricostruzione

Una tipica cascata elettromagnetica si estende su più cristalli adiacenti formando un cosiddetto *cluster* di depositi di energia. Per l'identificazione di fotoni ed elettroni sono stati sviluppati algoritmi di *pattern recognition* efficienti in grado di distinguere tra cluster isolati e cluster dovuti a più particelle e per determinare se le particelle sono cariche o neutre.

Perché un deposito di energia sia definito come un cluster è necessario che contenga almeno un cristallo con energia superiore a 10 MeV. I cristalli adiacenti sono considerati appartenenti al cluster se la loro energia supera di 1 MeV una certa soglia (stabilita in modo da mantenere il volume dei dati da gestire a un livello accettabile) oppure se sono contigui a cristalli con un deposito superiore ai 3 MeV.

All'interno di ogni cluster vengono identificati i massimi locali di energia depositata (*bump*) richiedendo che il cristallo candidato abbia un'energia E_{LMax} superiore a quella di tutti i suoi vicini e tale che: $0.5(N - 2.5) > E_{NMax}/E_{LMax}$, dove E_{NMax} è la massima energia degli N cristalli adiacenti con un energia superiore a 2 MeV. Un algoritmo iterativo determina l'energia di ogni bump: ad ogni cristallo viene assegnato un peso, w_i , e l'energia del bump è data dalla

somma $E_{bump} = \sum_i w_i E_i$ su tutti i cristalli del cluster. Per un cluster con un solo bump $w_i \equiv 1$ per tutti i cristalli; per un cluster con bump multipli:

$$w_i = E_i \frac{\exp(-2.5r_i/r_M)}{\sum_j E_j \exp(-2.5r_j/r_M)}, \quad (2.3)$$

dove l'indice j corre su tutti i cristalli del cluster, r_M è il raggio di Molière e r_i è la distanza del cristallo i -esimo dal centroide del bump. Il processo è iterato, e la posizione del centroide alla n -esima iterazione è calcolata a partire dai pesi determinati da quella $(n-1)$ -esima finché diventa stabile a meno di 1 mm.

Il centroide di un bump è calcolato come un comune baricentro, ma con pesi logaritmici anziché lineari, $W_i = 4.0 + \ln E_i/E_{bump}$, dove solo i cristalli con pesi positivi (cioè $E_i > 0.0184 \times E_{bump}$) sono usati.

Un bump è associato con una particella carica se, dopo aver estrapolato la traccia candidata fino alla superficie interna del calorimetro, la direzione e l'impulso della traccia risultano consistenti con la posizione del bump ricostruito; in caso contrario il bump è assunto essere dovuto a una particella neutra.

In media per ogni evento adronico sono ricostruiti 15.8 cluster di cui 10.2 non associati a particelle cariche. Il fondo indotto dai fasci contribuisce in media per 1.4 cluster neutri con energie superiori a 20 MeV.

2.9.4 Calibrazione

La calibrazione dell'elettronica di lettura di ogni cristallo (misura dei piedistalli e del guadagno totale) è effettuata quotidianamente attraverso l'iniezione di cariche note all'ingresso dei preamplificatori collegati ai fotodiodi di ogni cristallo.

Quotidianamente viene anche controllata la stabilità della risposta luminosa di ogni cristallo per mezzo di un impulsatore luminoso: la luce prodotta da una lampada ai vapori di xenon opportunamente filtrata viene trasmessa per mezzo di fibre ottiche alle estremità posteriori dei cristalli. L'impulso è simile in spettro, tempo di salita e forma alla luce di scintillazione del CsI(Tl). Nell'arco di una settimana le variazioni sono risultate essere inferiori a $\pm 0.15\%$.

La calibrazione dell'energia ricostruita ha luogo in due passi:

1. si determina la relazione tra l'altezza dell'impulso in uscita da un cristallo e l'energia depositata in esso. Questa è misurata ad alte energie su eventi Bhabha, in cui viene fatto uso della relazione tra angolo polare e energia degli e^+e^- ; le energie depositate variano tra 3 e 9 GeV. A basse energie la relazione è misurata per mezzo di una sorgente radioattiva ($^{16}\text{O}^*$, vita media 7s) di fotoni da 6.13 MeV. La prima misura è aggiornata mensilmente (tempo necessario per avere una statistica sufficiente) in base agli eventi raccolti durante le fasi di normale presa dati; la seconda viene effettuata con cadenza settimanale in un periodo di assenza dei fasci. Per energie intermedie la relazione tra energia depositata e altezza dell'impulso corrispondente è ricavata mediante un fit logaritmico.
2. si determina il fattore di correzione da applicare all'energia ricostruita in un bump per risalire all'energia "vera" della particella incidente, tenendo conto dell'energia persa a causa di un non perfetto contenimento dello sciame o per assorbimento nelle pareti. A basse energie ($E < 0.8$ GeV)

la correzione è ricavata dai decadimenti dei π^0 , costringendo la massa invariante della coppia di fotoni ad essere uguale alla massa nominale del π^0 ; correzioni tipiche sono dell'ordine di $(6 \pm 1)\%$ (l'incertezza nella correzione è dovuto a sistematici nella stima del fondo e nella tecnica di fit). A energie superiori ($0.8 \text{ GeV} < E < 9 \text{ GeV}$) la correzione è stimata per mezzo di simulazioni Monte Carlo; una tecnica alternativa basata su eventi Bhabha radiativi è in corso di sviluppo: la misura delle energie dei fasci e degli impulsi di e^+ e e^- , unita a quella della direzione del fotone radiativo, consentono di ricavare l'energia del fotone e di confrontarla con il valore dell'energia misurato, da cui si ricavano i coefficienti di correzione.

2.9.5 Prestazioni

Risoluzione in energia

La risoluzione in energia di un calorimetro omogeneo (non a campionamento) può essere descritta empiricamente come la somma in quadratura di due termini:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus b, \quad (2.4)$$

dove E e σ_E si riferiscono all'energia di un singolo fotone e al suo errore quadratico medio, misurati in GeV. Il termine dipendente dall'energia, $\frac{a}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}}$, è dovuto principalmente a fluttuazioni statistiche nel numero di fotoni ma è anche affetto dal rumore dell'elettronica e da fotoni indotti dal fondo-macchina; esso risulta dominante a basse energie. Il termine costante, b , domina ad alte energie ($> 1 \text{ GeV}$) e sorge da non uniformità nella raccolta della luce, da perdita di fotoni per assorbimento nelle pareti e da incertezze nella calibrazione. La maggior parte di questi effetti è stabile nel tempo; alcuni fattori però risultano dipendenti dalle condizioni operative, quali variazioni di temperatura, di guadagno dell'elettronica e di fondo.

La risoluzione in energia che è stata ottenuta sul calorimetro installato in *BABAR* è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\%. \quad (2.5)$$

ricavata da un fit dei valori misurati su campioni di diversa energia (figura 2.40). A basse energie la risoluzione è stata misurata per mezzo della sorgente radioattiva, ottenendo $\sigma_E/E = (5.0 \pm 0.8)\%$ a 6.13 MeV (si veda figura 2.41); ad alte energie la risoluzione è stata ricavata da eventi Bhabha, in cui l'energia degli e^\pm è dedotta dall'angolo polare misurato dalla camera: a 7.5 GeV per esempio $\sigma_E/E = (1.9 \pm 0.07)\%$ (si veda figura 2.42).

Sotto 2 GeV la risoluzione in energia del calorimetro è stata ricavata indirettamente dalla risoluzione in massa invariante dei mesoni π^0 e η nei decadimenti in 2 fotoni. Il decadimento $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ è stato usato per misurare la risoluzione a un'energia di circa 500 MeV. I valori dei parametri fittati sono più alti di quelli forniti dalle stime iniziali ma sono in accordo con simulazioni Monte Carlo maggiormente dettagliate effettuate in seguito.

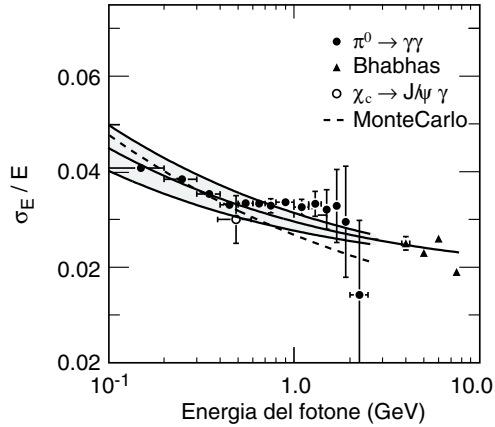


Figura 2.40: Risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico misurata per fotoni ed elettroni di vari processi. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con la funzione (2.4) e l'area tratteggiata indica l'errore (rms) riportato dal fit.

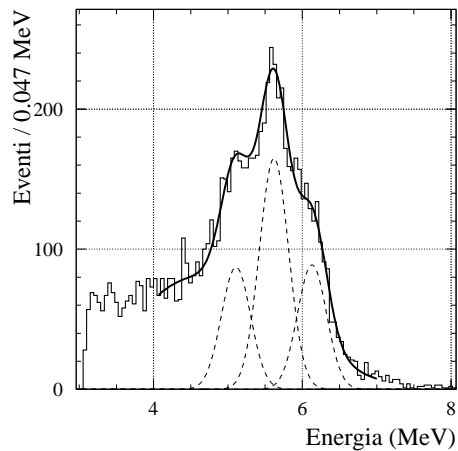


Figura 2.41: Spettro dell'energia dei fotoni della sorgente radiattiva misurata dai cristalli di EMC. Oltre al picco primario (6.13 MeV) sono visibili i due picchi di uscita a 5.62 MeV e 5.11 MeV.

Risoluzione angolare

La risoluzione angolare del calorimetro è determinata dalla dimensione trasversa dei cristalli una volta fissata la distanza dal punto di interazione. Anch'essa può essere empiricamente parametrizzata come somma di un termine dipendente dall'energia e di un termine costante:

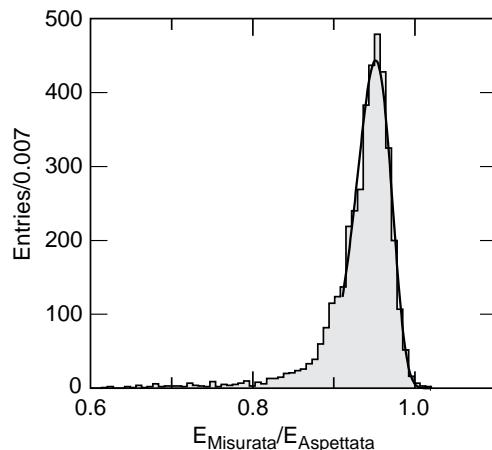


Figura 2.42: Rapporto tra l'energia misurata nel calorimetro e quella aspettata per elettroni di 7.5 GeV/c da scattering Bhabha. La linea continua rappresenta il risultato di un fit gaussiano.

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \frac{c}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + d, \quad (2.6)$$

dove E è misurata in GeV. La risoluzione angolare sperimentalmente determinata analizzando i decadimenti di π^0 e η in due fotoni varia tra circa 12 mrad a basse energie e 3 mrad ad alte energie (figura 2.43) secondo la formula:

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \left(\frac{(3.87 \pm 0.07)}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + (0.00 \pm 0.04) \right) \text{ mrad}. \quad (2.7)$$

I valori dei parametri restituiti dal fit sono leggermente migliori di quanto atteso sulla base delle simulazioni effettuate.

Ricostruzione dei π^0

In figura 2.44 è mostrata la massa invariante delle coppie di fotoni negli eventi $B\bar{B}$: la massa dei π^0 ricostruiti è centrata attorno al valore di 135.1 MeV/ c^2 , con una larghezza di 6.9 MeV/ c^2 che risulta in accordo con le simulazioni. La massa dei π^0 ricostruiti è inoltre stabile su tutto l'intervallo di energia dei fotoni.

Identificazione degli elettroni

L'identificazione degli elettroni è effettuata principalmente sulla base dell'energia dello sciame, dell'impulso della traccia e dello sviluppo trasversale dello sciame; in aggiunta si richiede che la perdita di energia specifica (dE/dx) nella camera a deriva e l'angolo Cherenkov misurato dal DIRC siano consistenti con l'ipotesi di un elettrone. La variabile più importante è il rapporto E/p , prossimo a 1 per gli elettroni. In figura 2.45 è mostrata l'efficienza di identificazione degli elettroni e la probabilità di misidentificazione dei pioni in funzione dell'impulso e

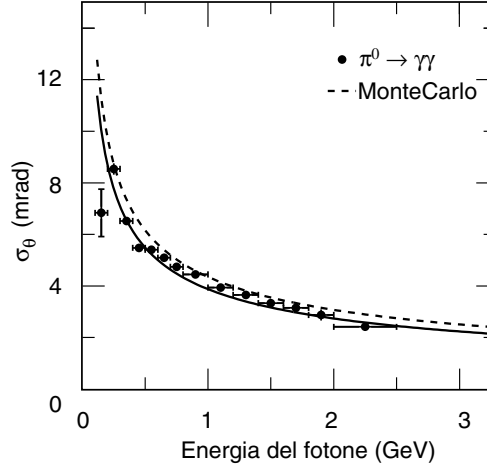


Figura 2.43: Risoluzione angolare del calorimetro elettromagnetico per fotoni da decadimenti di π^0 . La linea continua rappresenta il risultato del fit con la funzione (2.6).

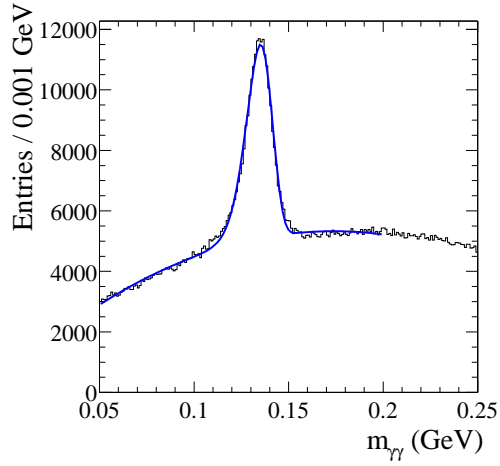


Figura 2.44: Massa invariante delle coppie di fotoni in eventi $B\bar{B}$. Le energie dei fotoni e del candidato π^0 sono richieste essere maggiori di 30 MeV e 300 MeV rispettivamente. La linea continua rappresenta il risultato di un fit ai dati.

dell'angolo polare della particella per un certo set di tagli sulle variabili descritte in precedenza. L'efficienza di identificazione degli elettroni è misurata usando eventi Bhabha e Bhabha radiativi; la probabilità di misidentificazione dei pioni è misurata su campioni di controllo di pioni carichi selezionati in decadimenti dei K_s^0 e in decadimenti 3-prong dei τ . Due selettori standard, *tight* e *very tight*, risultano in un'efficienza media del 94.8% e dell'88.1% nel range di impul-

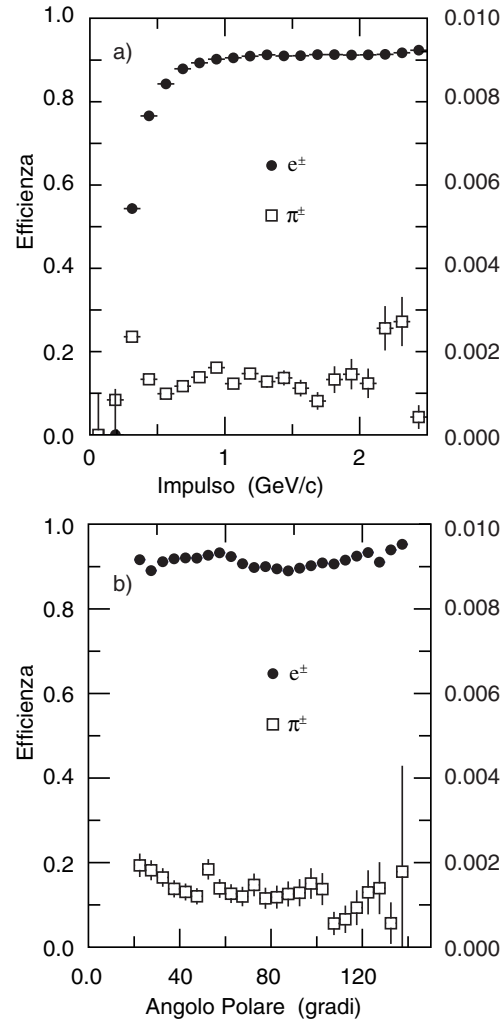


Figura 2.45: Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misidentificazione dei pioni in funzione a) dell'impulso e b) dell'angolo polare della particella misurati nel laboratorio.

si $0.5 \text{ GeV}/c < p < 2 \text{ GeV}/c$; la probabilità di misidentificazione è dell'ordine di 0.3% e di 0.15% rispettivamente.

2.10 Il rivelatore di muoni e di adroni neutri

2.10.1 Scopo

IFR (*Instrumented Flux Return*) è il sottosistema di *BABAR* progettato per l'identificazione dei muoni e, insieme al calorimetro elettromagnetico, per la rivelazione degli adroni neutri (in particolare i K_L^0). L'identificazione dei muoni è importante per il tagging del flavor dei mesoni B neutri nei decadimenti semileptonici, per la ricostruzione dei mesoni vettoriali come la J/ψ (attraverso il decadimento $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) e per lo studio dei decadimenti semileptonici e dei decadimenti rari dei mesoni B e D e del leptone τ . La rivelazione dei K_L^0 consente la ricostruzione di alcuni decadimenti esclusivi dei mesoni B , in particolare in autostati di CP (come lo stato $J/\psi K_L^0$). IFR può inoltre risultare utile nel vetare decadimenti charmati e nel migliorare la ricostruzione dei neutrini.

Le richieste principali che IFR deve soddisfare sono:

- grande accettazione angolare, buona efficienza e elevata reiezione di muoni di impulso fin sotto a 1 GeV/c;
- alta efficienza e buona risoluzione angolare per gli adroni neutri.

2.10.2 Struttura

IFR (illustrato in figura 2.46) usa il ferro che circonda il magnete superconduttore, necessario per contenere il ritorno di flusso del campo da esso prodotto, come filtro di muoni e assorbitore di adroni. Esso è composto da una struttura centrale (*Barrel*) a prisma esagonale cavo e da due estremità (*End-Caps*), anch'esse dei prismi esagonali cavi, necessarie per aumentare la copertura angolare del rivelatore fino a 300 mrad in avanti e 400 mrad all'indietro. Il ferro è segmentato in 18 strati di spessore crescente verso l'esterno da 2 a 10 cm e distanze tra uno strato e il successivo variabili da 3.2 a 3.5 cm; nell'intercapedine tra strati adiacenti sono collocate delle RPC planari (*Resistive Plate Chambers*). In aggiunta due strati di RPC cilindriche sono installati tra l'EMC e il criostato del magnete per rivelare particelle cariche in uscita dal calorimetro. Le RPC costituiscono la parte attiva di IFR: esse rivelano il passaggio di particelle cariche, siano queste muoni o adroni carichi provenienti dai rivelatori più interni oppure particelle cariche prodotte nelle interazioni di adroni con il ferro.

Lo spessore complessivo del materiale passivo è di 65 cm nel Barrel e di 60 cm nelle End-Caps; la segmentazione è stata ottimizzata sulla base di simulazioni Monte Carlo delle interazioni e della penetrazione nel ferro di muoni e adroni neutri e carichi. L'area attiva totale coperta dall'IFR è di circa 2000 m², con un totale di 806 RPC e circa 53000 canali di lettura.

Le RPC

Le RPC (figura 2.47) sono rivelatori basati sulla ionizzazione prodotta dalle particelle cariche nel volume di gas contenuto al loro interno. Esse combinano la risoluzione spaziale delle camere a filo con la risoluzione temporale tipica dei contatori a scintillazione. Le RPC planari e quelle cilindriche, entrambe presenti in *BABAR*, hanno geometrie differenti ma sono basate sullo stesso principio per cui nel seguito verranno descritte in dettaglio solo le prime.

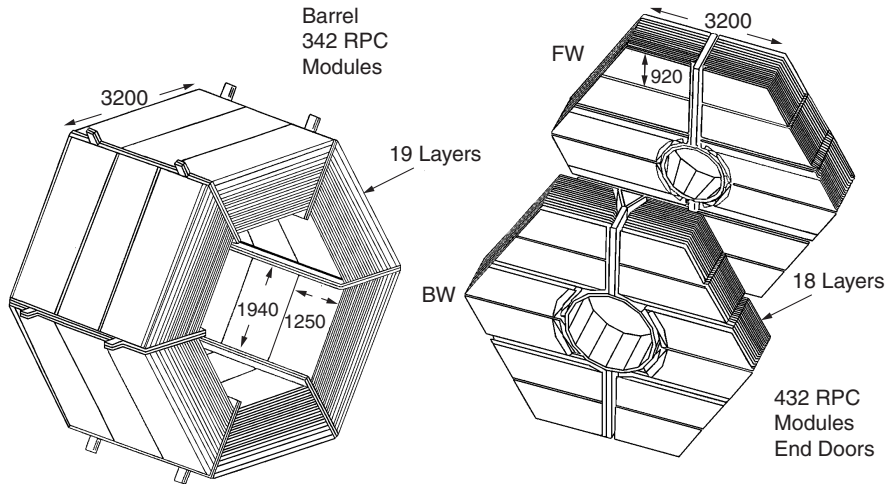


Figura 2.46: Schema dell'IFR. Sono illustrati i diversi settori (Barrel, end-cap anteriore (FW) e posteriore (BW)) e le dimensioni e le geometrie dei moduli di RPC.

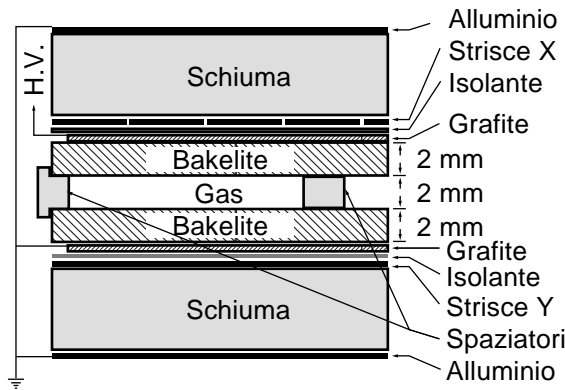


Figura 2.47: Sezione di una RPC planare.

Le RPC planari constano di due lastre parallele di bakelite (di resistività $10^{11} - 10^{12} \Omega \text{ cm}$), spesse 2 mm, mantenute a una distanza costante di 2 mm da spaziatori in PVC (di area 0.8 cm^2) incollati alle lastre e distanti 10 cm l'uno dall'altro; la cavità tra le due lastre è riempita da una miscela gassosa non infiammabile composta per il 56.7% da Argon, per il 38.8% da Freon 134a (1,1,1,2 tetrafluoroetano) e per il 4.5% da isobutano. Le superfici delle lastre che si affacciano sulla cavità sono trattate con olio di lino per migliorare le prestazioni della camera riducendo il rumore dovuto a scariche sulle scabrosità delle

lastre; le superfici rivolte verso l'esterno sono ricoperte da due lastre di grafite (per aumentarne la resistività superficiale fino a $\approx 100 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$) alle quali è applicata una differenza di potenziale di circa 8 kV . Il campo elettrico generato nella cavità da questa differenza di potenziale è sufficientemente intenso da far sì che al passaggio di una particella ionizzante si producano lungo la sua traiettoria delle scariche; queste scariche a loro volta inducono un segnale elettrico su due elettrodi di alluminio (*X Strips* e *Y Strips*), schermati dall'alta tensione applicata alla grafite per mezzo di una pellicola isolante (mylar) e segmentati secondo direzioni ortogonali consentendo in questo modo una misura bidimensionale della posizione della particella. Le strisce di entrambi gli elettrodi sono connesse ad un capo a un resistore di $2 \text{ k}\Omega$ e all'altro all'elettronica di lettura; le strisce pari e quelle dispari sono connesse a canali diversi per evitare che il malfunzionamento di un canale si traduca in una perdita completa del segnale in una determinata zona del detector. Tutta la camera è infine rivestita da due strati di schiuma isolante spessi 4 mm all'esterno dei quali sono collocate lastre di alluminio poste a terra, che funzionano da schermo elettromagnetico.

I vantaggi principali offerti dalle RPC sono molteplici: costruzione semplice e a basso costo, possibilità di coprire regioni di varie forme con il minimo spazio morto, segnali grandi e risposta rapida (che si traducono in un'ottima risoluzione temporale, tipicamente $1\text{-}2 \text{ ns}$) con un'elettronica di lettura semplice e robusta. La risoluzione spaziale dipende dalla segmentazione delle strisce di lettura, la cui larghezza varia tra i 2 e i 3 cm , e dal numero di strati attraversati dalla particella; mediamente è dell'ordine di 1 cm ma può raggiungere nei casi migliori anche pochi mm .

2.10.3 Algoritmi di ricostruzione

Identificazione dei muoni

IFR risulta essenziale nell'identificazione dei muoni, che ha luogo nel modo seguente:

- si selezionano le tracce cariche ricostruite in SVT e nella Drift Chamber scartando quelle che presentano un grande deposito di energia nel calorimetro elettromagnetico;
- le tracce selezionate vengono estrapolate all'IFR tenendo conto delle non uniformità del campo magnetico, dello scattering multiplo e della perdita di energia;
- si calcola l'intersezione di ogni traccia con i piani di RPC e per ogni piano tutti i cluster ricostruiti entro una certa distanza dall'intersezione prevista sono associati alla traccia;
- per ognuno di questi cluster viene calcolato un certo numero di variabili, da cui si determina una *likelihood* globale che discrimina i muoni dagli adroni carichi.

Le variabili usate nella likelihood sono:

1. il numero totale di lunghezze di interazione attraversate dalla particella, a partire dal punto di interazione fino all'ultimo strato di RPC in cui è presente un cluster associato alla traccia;

2. la differenza tra il numero di lunghezze di interazione misurato e quello previsto per un μ con lo stesso impulso e angolo polare;
3. la media e la varianza del numero di strisce di RPC attivate per strato;
4. il χ^2 dell'associazione geometrica tra la traccia proiettata e i centroidi dei cluster nei vari strati di RPC.

È possibile selezionare campioni di muoni con efficienze e purezze variabili in funzione del taglio effettuato sulla likelihood.

Rivelazione dei K_L^0 e degli adroni neutri

Gli adroni neutri, principalmente K_L^0 , sciamano nel ferro dell'IFR e vengono identificati come *cluster* non associati a una traccia carica. Dalle simulazioni Monte Carlo circa il 64% dei K_L^0 con impulso superiore a 1 GeV/c produce un cluster nelle RPC cilindriche e/o un cluster con hit in due o più strati di RPC planari. Nell'identificazione degli adroni neutri si fa uso anche di eventuali informazioni fornite dal calorimetro elettromagnetico: cascate neutre nell'EMC sono associate agli adroni neutri ricostruiti dall'IFR se l'associazione geometrica restituisce un valore di $P(\chi^2) \geq 1\%$.

Poiché gli sciami adronici possono essere relativamente larghi, l'algoritmo di ricostruzione combina due cluster non associati con una separazione angolare inferiore a ≤ 0.3 rad in un unico cluster composto.

La direzione di volo del K_L^0 viene ricostruita a partire dalla posizione del cluster e dal vertice dell'evento; nessuna informazione è disponibile sulla sua energia.

2.10.4 Prestazioni

Efficienza delle RPC

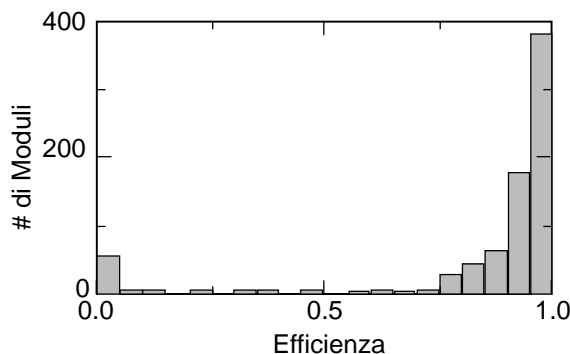


Figura 2.48: Distribuzione delle efficienze dei moduli di RPC misurati sui raggi cosmici nel Giugno 1999. Circa 50 moduli non erano ancora operativi.

L'efficienza delle RPC è stata valutata su muoni di alto impulso, provenienti da raggi cosmici e da eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ prodotti nelle collisioni ordinarie,

nel modo seguente. Per calcolare l'efficienza di una data camera gli hit vicini in uno stesso strato o in strati differenti sono combinati in cluster. Per ogni cluster di ogni layer viene calcolato il centroide degli hit che gli appartengono; la posizione dei centroidi viene fittata con una linea retta. La larghezza (RMS) tipica dei cluster attorno alla linea fittata risulta inferiore a 1 cm; una RPC è stata considerata efficiente se, distando meno di 10 cm dalla linea fittata, è stato trovato in essa almeno un hit.

L'efficienza delle camere misurata subito dopo la loro installazione è mostrata in figura 2.48: dei moduli di RPC attivi, il 75% presentava un'efficienza superiore al 90%. Tale efficienza ha mostrato un progressivo deterioramento nel tempo. Alcune camere hanno ridotto la loro efficienza da $\epsilon > 90\%$ fino a $\epsilon \approx 30\%$. Questi effetti sono sotto investigazione ed è previsto un sostanziale rimpiazzo di camere inefficienti con altre costruite con nuovi criteri che sembrano garantire una notevole stabilità.

Efficienza di rivelazione dei muoni

Le prestazioni degli algoritmi di selezione dei μ sono state misurate su campioni cinematicamente selezionati di muoni da stati finali $\mu\mu e e$ e $\mu\mu\gamma$ e di pioni da decadimenti 3-prong del τ e decadimenti $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Come illustrato in figura 2.49, l'efficienza di rivelazione dei muoni è vicina a 90% nell'intervallo di impulsi $1 < p < 3$ GeV/c con un tasso di misidentificazione dei pioni (dovuto a pioni penetranti e a decadimenti in volo dei π) pari al 5%. Tagli più forti possono dimezzare quest'ultima, con una riduzione dell'efficienza a circa 80%.

Ricostruzione degli adroni neutri

Una stima della risoluzione angolare sulla misura della direzione degli adroni neutri ricostruiti in IFR è stata ricavata da campioni di K_L^0 prodotti in reazioni $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_L^0 K_S^0 \gamma$: la direzione del K_L^0 è dedotta dal momento mancante calcolato a partire dalle particelle misurate nello stato finale (γ e K_S^0). I dati, riportati in figura 2.50, indicano una risoluzione angolare dell'ordine di 60 mrad.

L'efficienza di rivelazione dei K_L^0 combinata (EMC+IFR), misurata sul campione di controllo citato, cresce con l'impulso da 20% (1 GeV/c) a 40% (4 GeV/c).

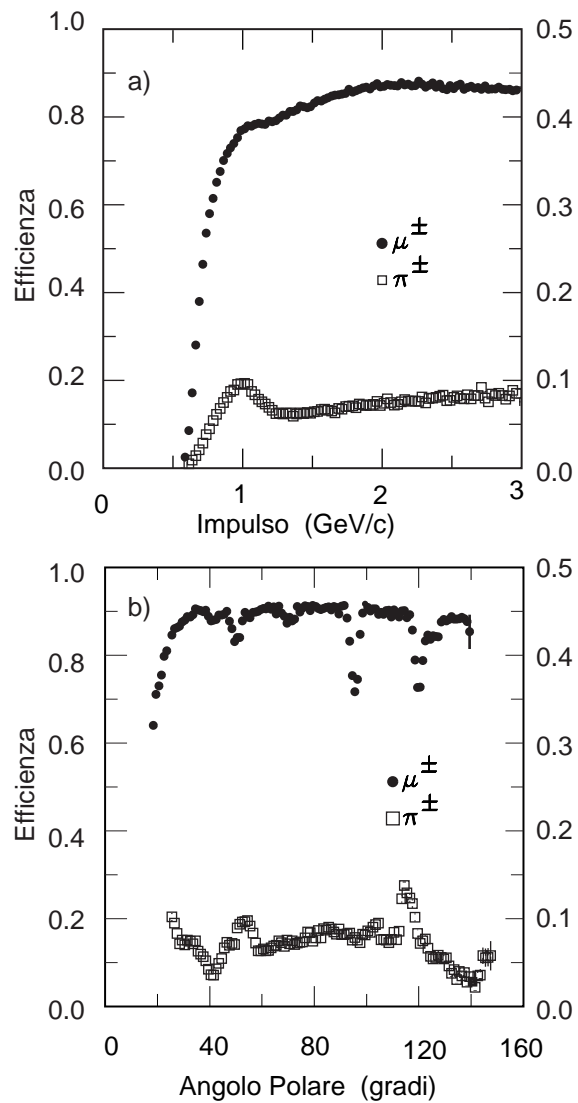


Figura 2.49: Efficienza di rivelazione dei muoni e probabilità di misidentificazione di pioni in funzione del momento e dell'angolo polare delle tracce, ottenute con criteri di selezione laschi.

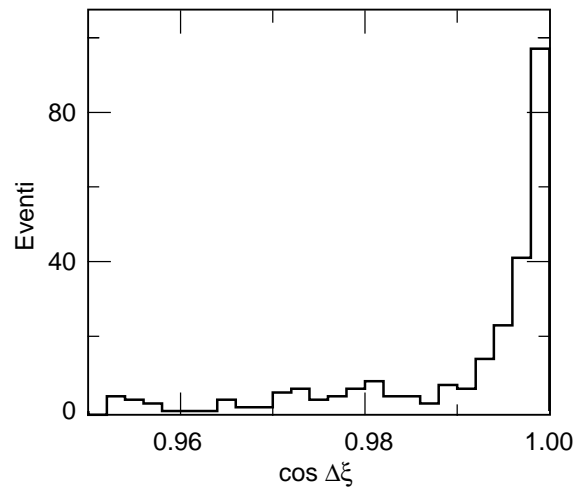


Figura 2.50: Distanza angolare, $\cos \Delta\xi$, tra la direzione del momento mancante e il cluster più vicino per un campione di mesoni ϕ prodotti nella reazione $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma$ con $\phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$.

2.11 Il trigger

2.11.1 Scopo

Il trigger di *BABAR* è stato progettato per selezionare gli eventi fisici di interesse, compresi quelli necessari per le calibrazioni (si veda tabella 2.9), con un'efficienza elevata, stabile e ben compresa limitando al tempo stesso il rate totale degli eventi passati in uscita alle unità di memorizzazione e destinati alle analisi. L'efficienza è richiesta essere superiore a 99% per gli eventi $B\bar{B}$ e a 95 % per gli eventi del continuo necessari per la sottrazione del fondo; richieste meno stringenti sono applicate ad altri tipi di eventi, per esempio per eventi $\tau^+\tau^-$ il valore richiesto varia tra 90% e 95% a seconda del canale di decadimento. Il limite richiesto per la frequenza di uscita del trigger è pari a 120 Hz alla luminosità di progetto di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Per raggiungere questi obiettivi il trigger è stato implementato in due livelli operanti in cascata, un trigger di livello 1 (L1) di tipo hardware e un trigger di livello 3 (L3) di tipo software.

Tipo di evento	Sezione d'urto (nb)	Tasso di produzione (Hz)	Frequenza di trigger di livello 1 (Hz)
$b\bar{b}$	1.1	3.2	3.2
altri $q\bar{q}$	3.4	10.2	10.1
e^+e^-	~ 53	159	156
$\mu^+\mu^-$	1.2	3.5	3.1
$\tau^+\tau^-$	0.9	2.8	2.4

Tabella 2.9: Sezioni d'urto, frequenza di produzione e di trigger dei principali processi fisici al picco della $\Upsilon(4S)$ (10.58 GeV) per una luminosità di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La sezione d'urto e^+e^- si riferisce a eventi in cui almeno una delle due particelle è contenuta nel volume del calorimetro elettromagnetico.

2.11.2 Il trigger di livello 1

Il trigger di livello 1 è composto da tre processori, operanti in tempo reale sui segnali rivelati rispettivamente nella drift chamber, nel calorimetro elettromagnetico e nell'IFR, e da un'unità centrale di selezione che filtra gli eventi in base ai risultati elaborati dai processori. Ciascuno dei tre processori acquisisce in input le informazioni provenienti da uno solo dei tre subdetector, ne ricostruisce rapidamente (ma con una risoluzione necessariamente molto limitata) le tracce o i cluster associati e fornisce in output il numero di tracce o cluster o combinazioni di tracce e/o cluster che soddisfano determinate richieste cinematiche:

- il processore della drift chamber restituisce il numero di tracce con:
 1. p_t maggiore di 800 MeV/c (oggetto di tipo A'),
 2. $p_t > 180 \text{ MeV/c}$ e hit fino al superlayer più esterno (A);
 3. $p_t > 120 \text{ MeV/c}$ e hit fino al quinto superlayer (B);

e inoltre il numero di coppie di tracce di tipo B con una separazione in azimut superiore a 120° (B^*);

- il processore del calorimetro divide questo in 40 regioni di apertura azimutale 9° e per ciascuna di esse somma le energie dei cristalli se superiori a 20 MeV; in uscita è fornito il numero di settori con :

1. energia totale superiore a 100 MeV (M),
2. energia totale superiore a 250 MeV (G),
3. energia totale superiore a 700 MeV (E),
4. energia sommata sui soli cristalli della end-cap superiore a 100 MeV (X),
5. energia sommata sui soli cristalli della metà posteriore del calorimetro superiore a 1 GeV (Y),

e inoltre viene calcolato il numero di coppie di oggetti di tipo M con una separazione azimutale superiore a 120° (oggetto di tipo M^*) e il numero di coppie formate da un oggetto di tipo E e uno di tipo M separati in azimut di 180° (EM^*);

- il processore dell'IFR restituisce in uscita un valore U compreso tra 1 e 7 a seconda del numero di candidati μ ricostruiti e della zona in cui sono ricostruiti, come descritto in tabella 2.10. Come μ il processore intende un determinato settore dell'IFR (uno dei sei sestanti del barrel o una delle due metà di ciascuna end-cap) in cui sono presenti degli hit in almeno quattro strisce ϕ di otto layer predefiniti.

U	Condizione
1	topologie a $\geq 2 \mu$ diverse da U=5-7
2	1 μ nell'end-cap posteriore
3	1 μ nell'end-cap anteriore
4	1 μ nel barrel
5	2 μ back-to-back nel barrel + 1 μ in avanti
6	1 μ nel barrel + 1 μ in avanti
7	2 μ back-to-back nel barrel

Tabella 2.10: Segnali di uscita del trigger di IFR.

L'output dei tre processori viene passato al trigger globale, che seleziona gli eventi che soddisfano almeno uno dei ventiquattro criteri definiti; otto di questi sono riportati in tabella 2.11, nella quale sono inoltre riassunte le efficienze dei diversi criteri su vari processi fisici e i rate misurati o stimati per un run a una luminosità media di $2.2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le efficienze per gli eventi adronici sono assolute, contengono le perdite dovute all'accettanza e sono state stimate da simulazioni Monte Carlo in cui sono inclusi effetti di inefficienze locali calibrati usando le efficienze di trigger per le singole particelle misurate sui dati. Sia le efficienze sugli eventi $B\bar{B}$ generici che quelle sugli eventi del continuo $q\bar{q}$ sono state controllate sui dati sfruttando

Trigger di livello 1	$\epsilon_{B\bar{B}}$	$\epsilon_{B \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	$\epsilon_{B \rightarrow \tau \nu}$	$\epsilon_{c\bar{c}}$	ϵ_{uds}	ϵ_{ee}	$\epsilon_{\mu\mu}$	$\epsilon_{\tau\tau}$	Rate
$A \geq 3$ & $B^* \geq 1$	97.1	66.4	81.8	88.9	81.1	—	—	17.7	180
$A \geq 1$ & $B^* \geq 1$ & $A' \geq 1$	95.0	63.0	83.2	89.2	85.2	98.6	99.1	79.9	410
OR delle due condizioni precedenti	99.1	79.7	92.2	95.3	90.6	98.9	99.1	80.6	560
$M \geq 3$ & $M^* \geq 1$	99.7	98.6	93.7	98.5	94.7	—	—	53.7	160
$EM^* \geq 1$	71.4	94.9	55.5	77.1	79.5	97.8	—	65.8	150
OR delle due condizioni precedenti	99.8	99.2	95.5	98.8	95.6	99.2	—	77.6	340
$B \geq 3$ & $A \geq 2$ & $M \geq 2$	99.4	81.2	90.3	94.8	87.8	—	—	19.7	170
$M^* \geq 1$ & $A \geq 1$ & $A' \geq 1$	95.1	68.8	83.7	90.1	87.0	97.8	95.9	78.2	250
$E \geq 1$ & $B \geq 2$ & $A \geq 1$	72.1	92.4	60.2	77.7	79.2	99.3	—	72.8	140
$M^* \geq 1$ & $U \geq 5$ (μ -pair)	—	—	—	—	—	—	60.3	—	70
OR di tutte le condizioni precedenti	>99.9	99.8	99.7	99.9	98.2	>99.9	99.6	94.5	970

Tabella 2.11: Efficienza (%) e rate (Hz) del trigger di livello 1 a una luminosità di $2.2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per vari processi fisici e per 8 dei 24 criteri di selezione definiti. Le linee (—) corrispondono ai casi in cui la linea di selezione non è intesa per il canale specificato. Da notare che il primo blocco di condizioni fa uso solo di informazioni provenienti dalla drift chamber e il secondo solo di quelle provenienti dal calorimetro.

l'ortogonalità del filtro basato puramente sulla drift chamber e di quello basato esclusivamente sul calorimetro; esse sono risultate in buon accordo con i valori restituiti dalla simulazione. Le efficienze per gli eventi $\tau^+\tau^-$ sono relative a eventi Monte Carlo “fiduciali”, con due o più tracce di $p_t > 120 \text{ MeV}/c$ originate vicino all'IP e con θ tale da poter raggiungere almeno il superlayer 5 della camera a deriva. Le efficienze per gli eventi Bhabha e $\mu^+\mu^-$ sono state determinate dai dati e si riferiscono anch'esse a eventi “fiduciali”, definiti come eventi con due particelle con alto impulso, direzioni di volo opposte nel centro di massa e contenute nella regione fiduciale del calorimetro; come per gli eventi adronici l'efficienza è stata calcolata sfruttando l'ortogonalità dei diversi trigger e controllata per mezzo di campioni prescalati di eventi acquisiti nonostante non abbiano fatto scattare il trigger.

Alla luminosità di progetto di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ il rate osservato è risultato di poco superiore a 1 kHz, ben sotto i 2 kHz di progetto.

2.11.3 Il trigger di livello 3

Quando un evento supera il trigger di livello 1 i segnali rivelati da ogni componente di *BABAR* vengono inviati a una farm di 32 macchine Unix che ricostruisce completamente l'evento e raffina la selezione operata da L1 grazie alla migliore capacità di reiezione dei fondi consentita dalla maggiore risoluzione degli algoritmi impiegati.

L3 è implementato come OR logico di due trigger indipendenti, uno basato esclusivamente sui dati della drift chamber e uno basato esclusivamente su quelli del calorimetro. Il primo filtra gli eventi con due tracce cariche con $p_t > 250 \text{ MeV}/c$, $|d_0| < 1.5 \text{ cm}$ e $|z_0| < 10.0 \text{ cm}$ oppure eventi con una traccia carica con $p_t > 800 \text{ MeV}/c$, $|d_0| < 1.0 \text{ cm}$ e $|z_0| < 7.0 \text{ cm}$. Il secondo seleziona eventi con

almeno 4 cluster o con almeno 2 cluster di energia nel centro di massa (assumendo l'ipotesi di massa nulla) $E_{\text{CM}} > 350 \text{ MeV}$; in entrambi i casi è richiesto che la massa invariante totale dei cluster sia superiore a 1.5 GeV .

Una serie di tagli sulle quantità misurate dal calorimetro e dalla camera è usata per vetare eventi Bhabha, Bhabha radiativi, $\gamma\gamma$ e cosmici, di cui viene selezionata solo una frazione ridotta utilizzata per la calibrazione e le misure di luminosità. I tagli applicati sono i seguenti:

- Bhabha: si richiedono eventi a 2 prong in cui le tracce cariche, identificate come elettroni o positroni (in base alla forma dello sciame e al rapporto E/p) sono back-to-back nel riferimento del centro di massa;
- Bhabha radiativi: eventi a due prong con energia mancante e un cluster nel calorimetro nella direzione del momento mancante;
- $\gamma\gamma$: eventi con due cluster di alta energia orientati lungo versi opposti nel centro di massa;
- raggi cosmici: eventi con due tracce con direzioni opposte nel laboratorio e con parametri di impatto e curvatura compatibili; i fondi da Bhabha con radiazione nello stato iniziale sono rimossi per mezzo di un taglio in E/p .

Le efficienze del trigger di livello 3 (relative a quelle di L1) per eventi Monte Carlo simulati sono riassunte in tabella 2.12; come si vede efficienze elevate sugli eventi adronici sono fornite indipendentemente dal trigger basato sulla drift chamber e da quello basato sul calorimetro. L'efficienza dei due trigger è stata valutata sui dati sfruttandone l'ortogonalità; l'accordo misurato tra il Monte Carlo e i dati è buono.

Trigger di livello 3	$\epsilon_{B\bar{B}}$	$\epsilon_{B \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	$\epsilon_{B \rightarrow \tau \nu}$	$\epsilon_{c\bar{c}}$	ϵ_{uds}	$\epsilon_{\tau\tau}$
Filtro a 1 traccia	89.9	69.9	86.5	89.2	88.2	94.1
Filtro a 2 tracce	98.9	84.1	94.5	96.1	93.2	87.6
Filtri DCH combinati	99.4	89.1	96.6	97.1	95.4	95.5
Filtro a 2 cluster	25.8	91.2	14.5	39.2	48.7	34.3
Filtro a 4 cluster	93.5	95.2	62.3	87.4	85.5	37.8
Filtri EMC combinati	93.5	95.7	62.3	87.4	85.6	46.3
Filtri combinati DCH+EMC	>99.9	99.3	98.1	99.0	97.6	97.3
L1+L3	>99.9	99.1	97.8	98.9	95.8	92.0

Tabella 2.12: Efficienza del trigger di livello 3 (%) per diversi processi fisici.

Per un run al picco della $\Upsilon(4S)$ con una luminosità media di $2.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il rate totale degli eventi in uscita da L3 è di 120 Hz; la composizione degli eventi filtrati è riassunta in tabella 2.13. Gli eventi fisici di interesse contribuiscono per il 13% al totale, i campioni di calibrazione e di diagnostica contribuiscono per il 40%. Nuovi filtri sono in fase di studio per migliorare la reiezione di fondo e ridurre il rate in uscita a 120 Hz anche a luminosità di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e oltre.

Tipo di evento	Rate (Hz)
Bhabha di calibrazione	30
Bhabha radiativi e $\gamma\gamma$	10
Trigger casuali e raggi cosmici	2
Eventi non filtrati, per la diagnostica di L1 e L3	7
Totale eventi di calibrazione/diagnostica	49
Adroni, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$	16
Bhabha non identificati	18
Altri processi di QED	13
Interazioni dei fasci con le pareti della beam pipe	26
Totale eventi di fisica	73

Tabella 2.13: Composizione degli eventi in uscita dal trigger di livello 3 a una luminosità di $2.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Capitolo 3

Misura dei branching ratio dei decadimenti $B^\pm \rightarrow K^{0(-)} h^\pm$ in *BABAR*

3.1 Introduzione

In questo capitolo viene presentata l'analisi dei decadimenti rari non charmati $B^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ e $B^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$ e dei loro coniugati di carica (c.c.) condotta sui dati raccolti dall'esperimento *BABAR* (20.6 fb^{-1} vicino al picco della risonanza $\Upsilon(4S)$) nel primo anno di collisioni. I branching ratio \mathcal{B} previsti dalla teoria per questi modi di decadimento sono dell'ordine di $10^{-5} - 10^{-6}$ ($\mathcal{B} \times 10^6 = 17.4 \pm 1.8$ e $A_{\text{CP}} = 0.03 \pm 0.03$ per $B \rightarrow K^0 \pi$ [46], $\mathcal{B} \times 10^6 = 1.1 \pm 0.3$ e $A_{\text{CP}} = 0.12 \pm 0.03$ per $B \rightarrow K^0 K$ [47], [48]); questa stima è confermata dalle prime misure effettuate dalla collaborazione CLEO su un campione di 9.13 fb^{-1} [13]:

Modo di decadimento	Numero di eventi	Significatività statistica	Efficienza	$\mathcal{B} \times 10^6$
$K^0 \pi^+{}^1$	$25.2^{+6.4}_{-5.6}$	7.6σ	0.14	18.2
$\bar{K}^0 K^+{}^1$	$1.4^{+2.4}_{-1.3}$	1.1σ	0.14	< 5.7 (90% C.L.)

Tabella 3.1: Risultati pubblicati dalla collaborazione CLEO per i modi $K^0 h^\pm$ con un campione di 9.13 fb^{-1} .

Con una statistica di 20.6 fb^{-1} , corrispondente a circa 23 milioni di mesoni B carichi prodotti, il campione raccolto da *BABAR* nel Run 1 può consentire una misura più precisa dei branching ratio di questi canali, destinata a divenire ancor più accurata con l'aumento di statistica previsto per i prossimi anni (100 fb^{-1} previsti per l'estate dell'anno 2002 e 500 fb^{-1} nel 2005).

Due sono i punti cruciali dell'analisi:

¹Il numero di eventi nel canale $K^0 \pi$ è la somma del numero di eventi $K^0 \pi^+$ e $K^0 \pi^-$; \mathcal{B} è il branching ratio medio. Analogamente per il canale $K^0 K$.

1. dal momento che i decadimenti sono molto rari è assolutamente necessario riuscire a ridurre il più possibile il fondo mantenendo una buona efficienza sul segnale;
2. poiché gli eventi dei due canali in esame hanno praticamente la stessa topologia e differiscono solo dal tipo dell'adrone carico, è fondamentale riuscire a distinguere pioni e kaoni nel range di impulso di interesse (1.7-4.3 GeV/c nel sistema del laboratorio) facendo uso delle informazioni fornite dal sistema di *particle identification* (PID) di *BABAR*.

3.2 Strategia dell'analisi

I branching ratio e le asimmetrie indotte dalla violazione di CP sono stati ricavati stimando, attraverso un fit di *extended unbinned maximum likelihood* [26], il numero di eventi di segnale presenti in un campione opportunamente selezionato e valutando le efficienze dei criteri di selezione sui decadimenti in esame. I processi studiati sono stati ricostruiti nello stato finale $K^0/\bar{K}^0 \rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. I risultati ottenuti sono stati confrontati con quelli di una più semplice tecnica di conteggio.

La scelta di un fit di maximum likelihood è stata dettata da due vantaggi tipici del metodo:

- non richiede normalmente tagli così selettivi come quelli effettuati nelle analisi di conteggio, consentendo quindi un'efficienza di ricostruzione migliore, molto importante quando si cerca un segnale estremamente ridotto;
- utilizza in modo completo l'informazione riguardante le variabili fisiche in esame una volta nota la distribuzione di probabilità delle stesse e quindi consente una migliore separazione tra il fondo e il segnale.

La likelihood, o funzione di verosimiglianza, è definita sul set di dati selezionato come:

$$\mathcal{L} = e^{-(N_{K_S^0\pi} + N_{K_S^0K} + \sum_{j=1}^M N_{bkg_j})} \times \prod_{i=1}^N \{N_{K_S^0\pi} \mathcal{P}_{K_S^0\pi}(\vec{x}_i; \vec{\theta}_{K_S^0\pi}) + N_{K_S^0K} \mathcal{P}_{K_S^0K}(\vec{x}_i; \vec{\theta}_{K_S^0K}) + \sum_{j=1}^M N_{bkg_j} \mathcal{P}_{bkg_j}(\vec{x}_i; \vec{\theta}_{bkg_j})\} \quad (3.1)$$

dove:

1. Le variabili restituite in uscita dal fit sono il numero di eventi in ogni canale presente nel campione, cioè:
 - $N_{K_S^0\pi}$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$;
 - $N_{K_S^0K}$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_S^0K^\pm$;
 - N_{bkg_j} ($j = 1, \dots, M$) per gli M canali distinti che contribuiscono al fondo;
2. N è il numero totale di eventi selezionati; \vec{x}_i ($i = 1..N$) è il vettore costituito dai valori misurati nell'evento i -esimo per il set di variabili fisiche \vec{x} usate per la discriminazione segnale/fondo e segnale/segnale;
3. \mathcal{P} sono le funzioni di distribuzione di probabilità (in breve *p.d.f.*, da *probability density function*) delle variabili \vec{x} per i diversi canali e $\vec{\theta}$ sono i valori dei parametri di tali *p.d.f.*;
4. $e^{-(N_{K_S^0\pi} + N_{K_S^0K} + \sum_{j=1}^M N_{bkg_j})}$ è un fattore che tiene conto delle fluttuazioni poissoniane del numero totale di eventi osservati.

Le *p.d.f.* del segnale (ciascun canale) e del fondo sono state costruite come prodotti di funzioni di distribuzione di diverse variabili discriminanti descritte in seguito:

$$\mathcal{P}(\vec{x}, \vec{\theta}) = \mathcal{P}_1(x_1; \vec{\theta}_1) \mathcal{P}_2(x_2; \vec{\theta}_2) \dots \quad (3.2)$$

I parametri delle distribuzioni sono stati determinati da fit di campioni indipendenti e fissati nel fit finale.

Il numero di eventi di segnale è stato ottenuto massimizzando la likelihood (o equivalentemente minimizzando $\chi^2 = -2 \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\max})$ rispetto a tutti i parametri N_X simultaneamente. Il valore di χ^2 ottenuto da un fit a fissato $N_{K_S^0 \pi} = 0$ ha fornito la significatività statistica del segnale nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($S = \sqrt{\chi^2(N_{K_S^0 \pi} = 0)}$); con un analogo procedimento si è determinata la significatività statistica del segnale nell'altro canale. La significatività corrisponde a quante deviazioni standard il numero totale di eventi osservato devia da quello aspettato nell'ipotesi in cui non vi sia alcun segnale.

3.3 Campione iniziale

Per questa analisi è stato utilizzato l'intero campione di dati raccolto da *BABAR* nel primo anno di attività, da Ottobre 1999 a Ottobre 2000; esso corrisponde a una luminosità integrata pari a:

$$L_{\text{on}} = (20.6 \pm 0.2) \text{ fb}^{-1}$$

per i dati raccolti vicino al picco della risonanza $\Upsilon(4S)$ (dati *on resonance*) e a:

$$L_{\text{off}} = (2.61 \pm 0.03) \text{ fb}^{-1}$$

per i dati raccolti 40 MeV sotto il picco della $\Upsilon(4S)$ (dati *off resonance*). Il rapporto tra luminosità integrata off resonance e on resonance è:

$$R_L = \frac{L_{\text{off}}}{L_{\text{on}}} = (0.127 \pm 0.004).$$

Il numero di coppie $B\bar{B}$ corrispondenti è stimato essere pari a:

$$N_{B\bar{B}} = (22.56 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{sist.})) \times 10^6$$

che, assumendo $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) = 50\%$, corrisponde a $22.56 \times 10^6 B^\pm$ e altrettanti B^0/\bar{B}^0 . La sezione d'urto che si ricava per il processo $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ alla risonanza $\Upsilon(4S)$ è quindi:

$$\sigma_{B\bar{B}} = (1.10 \pm 0.04) \text{ nb}.$$

I dati sono stati classificati in due insiemi, 1 e 2, corrispondenti a prese dati con condizioni differenti del sistema di tracciatura (tensioni di alimentazione dei fili della camera a deriva rispettivamente a 1900 V e 1960 V); ogni insieme è stato a sua volta suddiviso in un certo numero di sottoinsiemi omogenei fra loro corrispondenti a diverse costanti di allineamento di SVT usate nel software di ricostruzione degli eventi. La ripartizione dei dati nei vari sottoinsiemi è riportata in tabella 3.2 per eventi raccolti al picco della $\Upsilon(4S)$ e in tabella 3.3 per quelli raccolti fuori dalla risonanza. Dal confronto delle due si può notare che le proporzioni tra luminosità “on resonance” e “off resonance” sono sostanzialmente le stesse per i set di dati rivelati e processati nelle stesse condizioni operative; questo è importante per ridurre incertezze sistematiche qualora i dati off resonance siano utilizzati per delle stime di fondo nei dati on resonance.

Il campione Monte Carlo utilizzato è composto da:

- 16.0×10^3 eventi $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ (K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-), B^- \rightarrow X + c.c.$;
- 19.0×10^3 eventi $B^+ \rightarrow K_s^0 K^+ (K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-), B^- \rightarrow X + c.c.$;
- 16.7×10^6 eventi $u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$ generici (corrispondenti a una luminosità integrata di 8.06 fb^{-1});
- 9.3×10^6 eventi $c\bar{c}$ generici (corrispondenti a una luminosità integrata di 7.16 fb^{-1});
- 8.1×10^6 eventi $\tau^+ \tau^-$ generici (corrispondenti a una luminosità integrata di 8.65 fb^{-1});

set	Insieme di costanti di allineamento SVT	Tensione dei fili della DCH	luminosità (pb^{-1})	periodo
1	A	1900	434.664	22-Ott-99 - 28-Nov-99
2	C	1900	643.539	04-Feb-00 - 21-Feb-00
3	C	1900	579.629	27-Feb-00 - 11-Mar-00
4	C	1900	1654.791	11-Mar-00 - 07-Apr-00
5	C	1900	284.244	25-Mar-00 - 28-Mar-00
6	D	1900	750.079	11-Apr-00 - 20-Apr-00
7	E	1900	1740.547	20-Apr-00 - 12-Mag-00
8	E	1900	408.473	15-Mag-00 - 19-Mag-00
9	D	1900	2303.982	19-Mag-00 - 16-Giu-00
10	D	1900	2379.317	20-Giu-00 - 10-Lug-00
11	D	1960	306.700	10-Lug-00 - 12-Lug-00
12	E	1960	873.419	13-Lug-00 - 20-Lug-00
13	E	1960	740.672	23-Lug-00 - 31-Lug-00
14	E	1960	895.583	08-Ago-00 - 19-Ago-00
15	E	1960	1720.486	19-Ago-00 - 05-Set-00
16	E	1960	2661.399	09-Set-00 - 07-Ott-00
17	E	1960	2214.014	10-Ott-00 - 28-Ott-00

Tabella 3.2: Dati on resonance su cui è stata condotta l'analisi. Sono riportati i valori delle tensioni di alimentazione dei fili della drift chamber e i set di costanti di allineamento di SVT usati nella ricostruzione.

set	Insieme di costanti di allineamento SVT	Tensione dei fili della DCH	luminosità (pb^{-1})	periodo
1	C	1900	146.938	24-Feb-00 - 27-Feb-00
2	C	1900	186.004	08-Apr-00 - 09-Apr-00
4	D	1900	115.397	10-Apr-00 - 11-Apr-00
5	E	1900	330.096	12-Mag-00 - 15-Mag-00
6	D	1900	474.931	16-Giu-00 - 20-Giu-00
7	E	1960	392.326	20-Lug-00 - 15-Lug-00
8	E	1960	550.046	05-Set-00 - 19-Set-00
9	E	1960	418.234	07-Ott-00 - 16-Ott-00

Tabella 3.3: Dati off resonance su cui è stata condotta l'analisi. Sono riportati i valori delle tensioni di alimentazione dei fili della drift chamber e i set di costanti di allineamento di SVT usati nella ricostruzione.

- 4.5×10^6 eventi B^+B^- generici (corrispondenti a una luminosità integrata di 4.13 fb^{-1});
- 4.0×10^6 eventi $B^0\bar{B}^0$ generici (corrispondenti a una luminosità integrata di 3.61 fb^{-1});
- 9.4×10^5 eventi $B\bar{B}$ in cui uno dei due B decade in un canale charmless (corrispondenti a una luminosità integrata di $\approx 18 \text{ fb}^{-1}$).

I dati sono stati simulati con i differenti valori delle tensioni della drift chamber e delle costanti di allineamento di SVT in modo da riprodurre fedelmente le diverse condizioni operative in cui i dati reali sono stati misurati e ricostruiti.

3.4 Preselezione

Per ridurre la mole di dati da esaminare il campione è stato sottoposto a una prima selezione articolata in 3 passaggi:

1. Il campione è stato prima di tutto filtrato per rimuovere eventi non adronici, essenzialmente Bhabha, $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$, o eventi mal ricostruiti; a questo scopo è stato richiesto che ogni evento abbia:
 - almeno 3 tracce cariche ricostruite nella regione fiduciale della drift chamber ($0.41 < \theta < 2.54$) con 12 o più hit associati, impulso trasverso maggiore di 0.1 GeV/c e impulso totale minore di 10 GeV/c; le tracce sono inoltre richieste avere una distanza di minimo avvicinamento alla beam-spot nominale di 1.5 cm nel piano $x-y$ e di 10 cm lungo l'asse z ;
 - R_2 (secondo momento di Fox-Wolfram normalizzato [27]) < 0.95 ;
 - \mathcal{S} (sfericità) > 0.01 .

Nel calcolo di R_2 e \mathcal{S} sono state usate sia le tracce cariche che i cluster neutri ricostruiti nell'evento.

2. Gli eventi che hanno superato la selezione adronica sono stati passati a un algoritmo di selezione standard programmato per individuare candidati con un possibile decadimento di un mesone B in uno dei canali charmless a due corpi:

- h^+h^-
- $h^+K_s^0$
- $h^+\pi^0$
- $\pi^0\pi^0$
- $K_s^0\pi^0$
- $K_s^0K_s^0$

dove $h = K/\pi$, il K_s^0 è ricostruito nel canale $\pi^+\pi^-$ e il π^0 nel canale $\gamma\gamma$. Per ogni evento questo selettore agisce nel modo seguente:

- crea una lista di tracce cariche, una di candidati K_s^0 (definiti come candidati compositi ottenuti dalla combinazione di due tracce cariche di segno opposto con vertice comune e massa invariante $m_{K_s^0}$, calcolata nell'ipotesi che queste tracce cariche siano dei pioni, tale che $|m_{K_s^0} - m_{K_s^0}^{\text{PDG}}| < 25 \text{ MeV}/c^2$) e una di candidati π^0 (definiti come cluster neutri ricostruiti nel calorimetro con $E > 1.8 \text{ GeV}$ oppure come combinazione di due cluster, ciascuno di energia $E > 0.030 \text{ GeV}$, con massa invariante nell'intervallo $[0.090, 0.180] \text{ GeV}$). $m_{K_s^0}^{\text{PDG}}$ è la media mondiale delle misure della massa del K_s^0 [9];
- forma tutte le combinazioni possibili di 2 candidati presi da una qualsiasi delle tre liste;

- per ognuna di queste combinazioni calcola la massa invariante m_B e il momento p_B^* nel centro di massa del candidato B di cui questa coppia è figlia. Il calcolo di m_B è effettuato assumendo che le tracce cariche corrispondano a pioni; p_B^* è calcolato sia per l'ipotesi di pioni che per quella di protoni, ed è ottenuto mediante una semplice somma vettoriale;
 - un evento è selezionato se $|m_B - m_B^{\text{PDG}}| < 600 \text{ MeV}/c^2$ e se $p_B^* < 1.5 \text{ GeV}/c$. m_B^{PDG} è la media mondiale delle misure della massa dei mesoni B carichi [9];
3. Infine agli eventi selezionati al punto precedente è stato richiesto che:
- sia presente almeno un candidato K_s^0 secondo la definizione data al punto precedente;
 - esista almeno una combinazione formata da una traccia carica e da un candidato K_s^0 per cui il fit geometrico di un vertice comune converge;
 - la massa invariante della coppia, m_B , calcolata nel vertice delle due tracce, soddisfi la condizione $|m_B - m_B^{\text{PDG}}| < 600 \text{ MeV}/c^2$.

3.5 Fondo

Al termine della preselezione sono stati trovati:

Campione		Numero di candidati selezionati	Efficienza	Candidati attesi in 20.6 fb^{-1}
MC	$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	9583	59.89%	84
	$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	11313	59.54%	3
	$u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$	174111	1.0%	4.5×10^5
	$c\bar{c}$	67286	0.7%	1.5×10^5
	$\tau^+ \tau^-$	23635	0.29%	6.0×10^4
	$B^+ B^-$ generici	795	0.018%	4.0×10^3
	$B^0 \bar{B}^0$ generici	464	0.012%	2.4×10^3
	$B^+ B^-$ e $B^0 \bar{B}^0$, un B decade in un canale non charmato	89	0.009%	102
	non di segnale			
Dati	on resonance	701101		
	off resonance	87667		

Tabella 3.4: Candidati rimanenti dopo la preselezione.

Risulta evidente che per l'analisi esposta il fondo da decadimenti (generici o non charmati) dei mesoni B è trascurabile rispetto al fondo combinatorio non risonante: il rapporto tra eventi $q\bar{q} + \tau^+ \tau^-$ e eventi $b\bar{b}$, a parità di luminosità, è pari a circa 94:1 (valutato sul Monte Carlo). La conferma viene dai dati reali: normalizzando il campione off resonance alla stessa luminosità di quello on resonance, il rapporto tra gli eventi del primo e quello del secondo è 98.6%, per cui il fondo dal continuo è quello che domina. I criteri adottati in seguito per selezionare il campione da passare al fit finale sono stati quindi ottimizzati per la reiezione di questo tipo di eventi; l'ottimizzazione è stata effettuata sui campioni Monte Carlo, trascurando volutamente i dati reali al fine di evitare l'introduzione di bias e conducendo in questo modo un'analisi di tipo blind. Questa decisione è stata dettata in parte anche dalla maggiore statistica disponibile (circa 4 volte superiore) per gli eventi del continuo simulati rispetto al campione off resonance.

3.6 Selezione del campione per il fit di maximum likelihood

3.6.1 Selezione del K_s^0

Sono stati selezionati gli eventi per cui i candidati K_s^0 soddisfano i seguenti tre criteri:

1. massa.

In figura 3.1 sono mostrate le distribuzioni in massa invariante del candidato K_s^0 in eventi di segnale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulati (istogramma retinato) e nei dati off-resonance preselezionati (istogramma bianco). Dal confronto

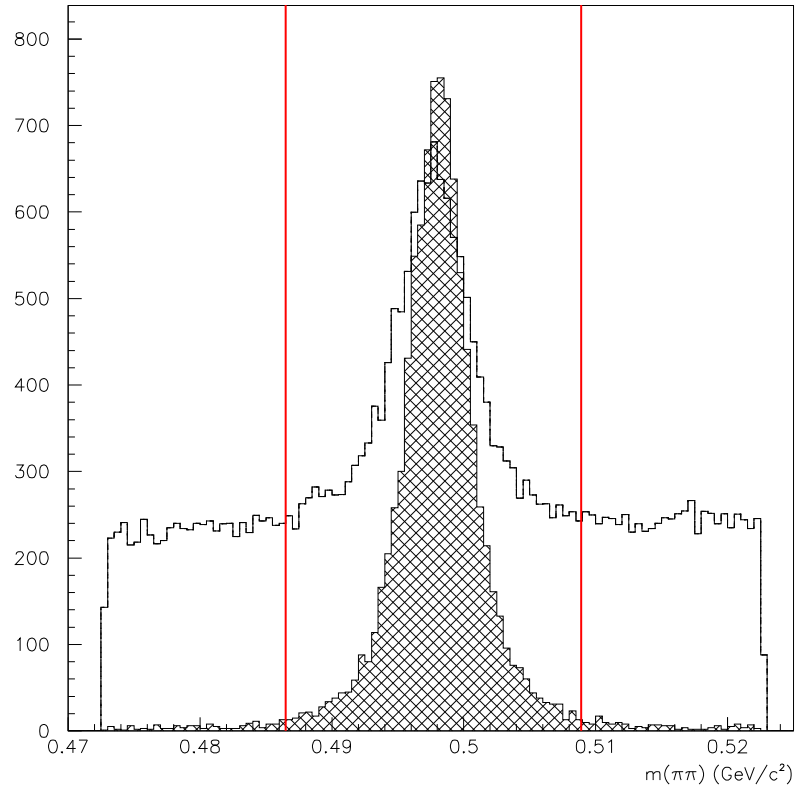


Figura 3.1: Distribuzione in massa invariante dei candidati K_s^0 ricostruiti in eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulati (istogramma retinato) e nei dati off resonance (istogramma bianco) sottoposti alla preselezione. Le normalizzazioni sono arbitrarie.

delle due si è deciso di selezionare gli eventi in cui la massa invariante della

coppia $\pi\pi$ che forma il candidato K_s^0 soddisfa la condizione:

$$|m_{\pi\pi} - 497.7 \text{ MeV}/c^2| < 11.2 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.3)$$

come mostrato in modo grafico nella stessa figura 3.1.

2. “significatività” del tempo proprio di decadimento.

Essa è definita come il rapporto tra il tempo proprio di decadimento del candidato, ricostruito a partire dalla lunghezza di volo l_{xy} nel piano trasverso:

$$\tau = t/\gamma = \frac{\gamma m_{K_s^0} l_{xy}/p_{xy}}{\gamma} = m_{K_s^0} \frac{l_{xy}}{p_{xy}},$$

e il suo errore. l_{xy} è la distanza nel piano trasverso tra il vertice di decadimento del K_s^0 e quello del B ; la posizione di quest’ultimo è approssimata con la posizione media della beam spot (l’errore così introdotto è trascurabile). p_{xy} è l’impulso trasverso del K_s^0 , γ è il suo boost. Per i K_s^0 veri $c\tau$ è distribuita secondo un’esponenziale decrescente con valor medio 2.7 cm; per i K_s^0 falsi, che sono per lo più combinazioni casuali di due tracce cariche provenienti dal punto di interazione (di modo che sono passate a una distanza sufficientemente piccola da far convergere il fit del vertice), il tempo proprio di decadimento ricostruito è prossimo a zero, dal momento che il vertice delle due tracce cariche è molto vicino alla beam spot. Si è deciso di selezionare gli eventi in base al rapporto τ/σ_τ anziché semplicemente in base a τ perché pesando ogni evento con il relativo errore si ottiene una separazione tra fondo e segnale leggermente migliore. Il criterio adottato per la selezione degli eventi è:

$$\tau/\sigma_\tau > 5. \quad (3.4)$$

Le distribuzioni di τ/σ_τ per i candidati K_s^0 del segnale (canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$) e per quelli (separatamente per quelli veri e per quelli falsi) del fondo $q\bar{q}$ e $\tau^+ \tau^-$ sono mostrate in figura 3.2, insieme alla posizione del limite inferiore richiesto a questa variabile per gli eventi selezionati.

3. angolo tra l’impulso e la direzione di volo del K_s^0 , definita dal vettore congiungente il vertice di decadimento del K_s^0 e il vertice di decadimento del candidato B .

Per i veri K_s^0 quest’angolo deve essere nullo (entro la risoluzione sperimentale). La separazione migliore è raggiunta utilizzando come variabile discriminante l’angolo α_{xy} formato dalle due direzioni nel piano trasverso, dal momento che gli impulsi delle tracce figlie del K_s^0 sono ricostruiti meglio in $x - y$ che lungo z . Anche in questo caso la posizione del vertice di decadimento del B nel piano trasverso è stata approssimata con la posizione media della beam-spot nello stesso piano. Le distribuzioni di $-\log_{10} [1 - \cos(\alpha_{xy})]$ per i K_s^0 di segnale e per i K_s^0 degli eventi di fondo, veri e falsi, sono mostrate in figura 3.3.

Sono stati selezionati gli eventi con:

$$\cos(\alpha_{xy}) > 0.999 \quad (3.5)$$

$(-\log_{10} [1 - \cos(\alpha_{xy})] > 3)$ corrispondente a una separazione di circa 45 mrad.

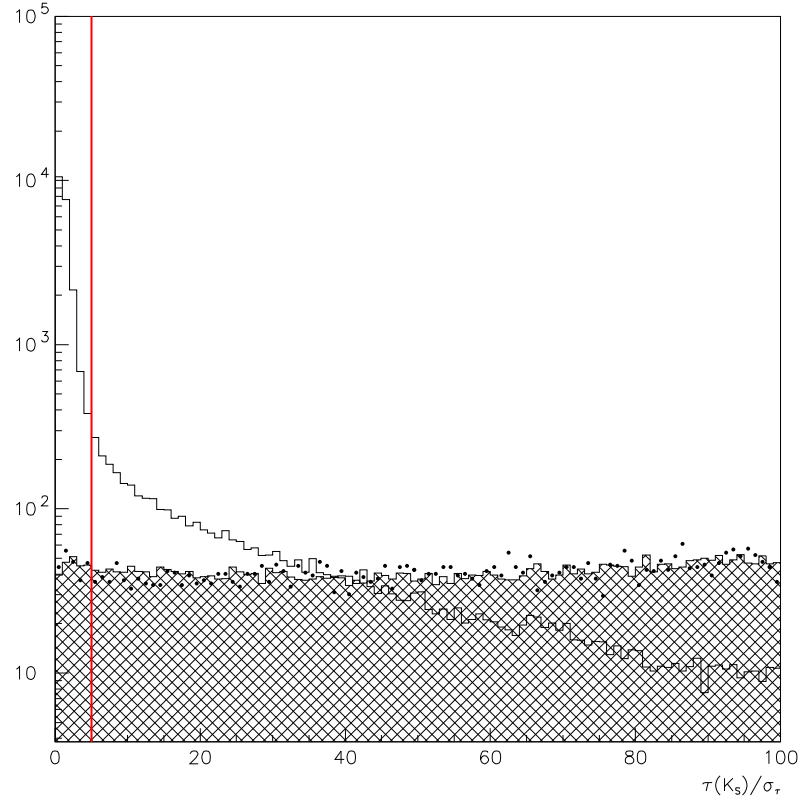


Figura 3.2: Distribuzione della significatività del tempo proprio di decadimento dei candidati K_S^0 falsi (in bianco) e veri (in grigio) ricostruiti in eventi di continuo ($q\bar{q} + \tau^+\tau^-$) simulati. La distribuzione della stessa quantità per i K_S^0 degli eventi di segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) simulati è sovrapposta (punti), opportunamente normalizzata. Si noti che la scala verticale è logaritmica.

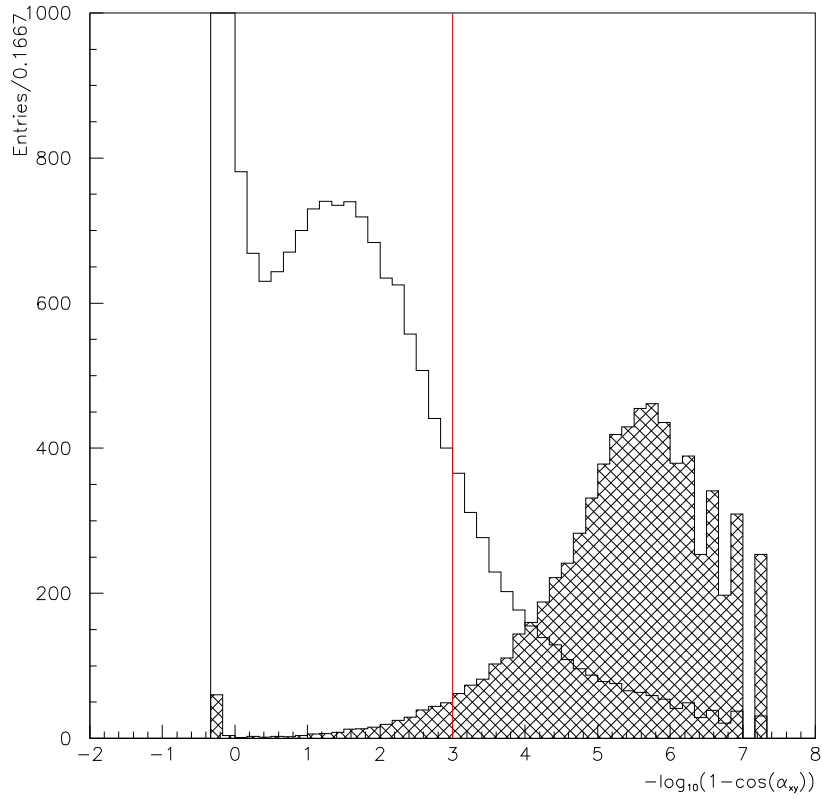


Figura 3.3: Distribuzione della variabile $-\log_{10}[1 - \cos(\alpha_{xy})]$ per candidati K_S^0 falsi (in bianco) e veri (in grigio) ricostruiti in eventi di continuo simulati. La distribuzione della stessa quantità per i K_S^0 degli eventi di segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati è sovrapposta (punti), dopo un'opportuna normalizzazione.

3.6.2 Selezione del mesone B

I candidati B sono stati scelti per mezzo di una coppia di variabili cinematiche debolmente correlate:

1. la cosiddetta *energy-substituted mass*, m_{ES} , ovvero la massa del candidato B ricostruita imponendo che la sua energia nel centro di massa sia esattamente metà di quella totale (e quindi uguale all'energia nel centro di massa di ciascuno dei due fasci):

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{E_{\text{beam}}^{*2} - p_B^{*2}}; \quad (3.6)$$

2. la differenza tra l'energia del candidato e metà dell'energia totale del centro di massa (calcolata come l'energia di ciascuno dei fasci nel sistema di riferimento nel centro di massa):

$$\Delta E = E_B^* - E_{\text{beam}}^*. \quad (3.7)$$

p_B^* e E_B^* sono l'impulso e l'energia del B nel centro di massa della $\Upsilon(4S)$; E_{beam}^* è l'energia di ciascuno dei fasci in quello stesso sistema di riferimento. Chiaramente per gli eventi di segnale ci si aspetta che la prima sia distribuita in modo più o meno piccato attorno al valore della massa del B e che la seconda sia centrata in zero, a differenza del fondo $q\bar{q}$ e $\tau^+\tau^-$.

Sia m_{ES} che ΔE sono invarianti di Lorentz, e questa proprietà consente di calcolarle nel riferimento del laboratorio anziché in quello del centro di massa. Una riformulazione espressamente covariante è la seguente:

$$\Delta E = (2q_B q_0 - s)/2\sqrt{s} \quad (3.8)$$

$$m_{\text{ES}}^2 = q_B^2|_{\Delta E=0} \quad (3.9)$$

con $q_B = (E_B, \vec{p}_B)$ e $q_0 = (E_0, \vec{p}_0)$ i quadrittori energia-impulso rispettivamente del candidato B e dello stato e^+e^- . Le espressioni corrispondenti nel laboratorio sono:

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{(\frac{1}{2}s + \vec{p}_0 \vec{p}_B)^2 / E_0^2 - p_B^2}; \quad (3.10)$$

$$\Delta E = (2(E_B E_0 - \vec{p}_B \vec{p}_0) - s)/2\sqrt{s} \quad (3.11)$$

Da queste si può immediatamente notare come m_{ES} sia indipendente dalla massa dell'adrone carico (π, K), a differenza di ΔE , per la quale la massa dell'adrone entra nel calcolo di E_B ($E_B = E_{K_S^0} + E_h$, $E_h = \sqrt{m_h^2 + p_h^2}$). Non essendo nota a priori la massa dell'adrone, per questa analisi a tutti i candidati è stata applicata l'ipotesi di massa del π , il che si traduce, per eventi in cui l'adrone carico è un mesone K , in un valore ricostruito di ΔE spostato sistematicamente verso il basso rispetto al suo valore corretto di una quantità $\Delta E(\pi) - \Delta E(K)$ dipendente dall'impulso p della particella:

$$\begin{aligned} \Delta E(\pi) - \Delta E(K) &= (2q_B(\pi)q_0 - 2q_B(K)q_0)/2\sqrt{s} \\ &= (E_B(\pi) - E_B(K))E_0/\sqrt{s} \\ &= \gamma_{\text{boost}} \times \left(\sqrt{m_\pi^2 + p^2} - \sqrt{m_K^2 + p^2} \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Come mostra questa formula la differenza tra ΔE vera e ricostruita si riduce alla differenza tra le masse di π e K (a meno del fattore moltiplicativo γ_{boost}) per bassi impulsi, e tende asintoticamente a 0 ad alti impulsi. Nel riferimento di quiete del B l'impulso delle tracce è prossimo a 2.6 GeV/c, ma a causa del boost del B rispetto al riferimento della $\Upsilon(4S)$ ($\beta\gamma = 0.06, \gamma = 1.002$) e del boost della $\Upsilon(4S)$ rispetto al laboratorio ($\beta\gamma = 0.55, \gamma = 1.14$) lo spettro in impulso risulta allargato e copre in modo più o meno uniforme l'intervallo 1.7–4.3 GeV/c (come mostrato in figura 3.4); di conseguenza il valore di ΔE ricostruito nel canale di decadimento contenente il K carico può risultare spostato rispetto al valore vero (a parte effetti di risoluzione dell'apparato sperimentale) di una quantità variabile tra i -30 MeV e i -75 MeV; la distribuzione sperimentalmente osservata è quindi complessivamente data da una convoluzione della funzione di risoluzione, tipicamente una gaussiana di larghezza costante e di media dipendente dall'impulso secondo la formula 3.12, con la distribuzione dell'impulso dei K . Ciò che

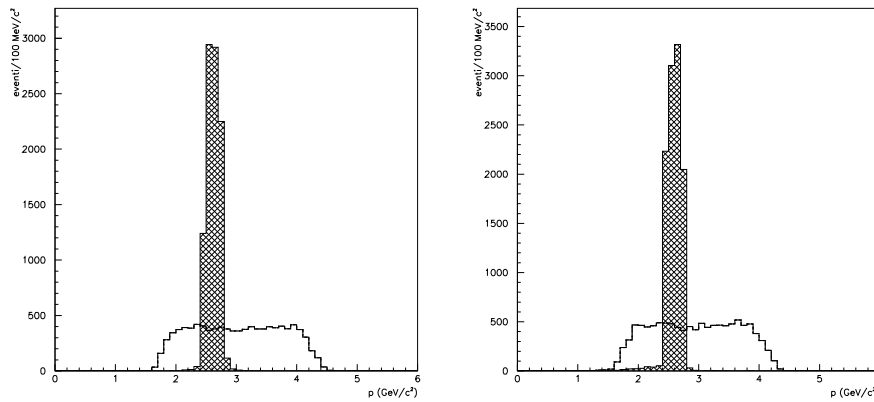


Figura 3.4: Confronto tra la distribuzione dell'impulso dell'adrone carico h^\pm nel riferimento del centro di massa (istogramma retinato) e nel laboratorio (istogramma bianco). I grafici si riferiscono a eventi simulati, rispettivamente $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (a sinistra) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (a destra).

ne risulta è una distribuzione che è ancora approssimativamente gaussiana, con una media intorno a -45 MeV e una risoluzione leggermente peggiore.

Quanto detto finora è illustrato dai grafici riportati in figura 3.5, che mostrano le distribuzioni di m_{ES} e ΔE per gli eventi generati nel Monte Carlo: mentre la prima è sostanzialmente identica (una gaussiana con stessa media, 5.28 GeV/c², e varianza, 2.5 MeV/c², entro gli errori del fit) per i due canali, la seconda è differente per il canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ (una gaussiana con media 3.6 MeV - e larghezza 19 MeV) e per il canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ (approssimativamente una gaussiana con media -41.5 MeV e larghezza 22 MeV).

Come hanno dimostrato altre analisi condotte in *BABAR*, l'incertezza su m_{ES} nei canali di decadimento in cui non sono presenti prodotti finali neutri (ad esempio π^0 che decadono in coppie di fotoni) è dominata dallo spread $\sigma_{E_{\text{beam}}^*}$

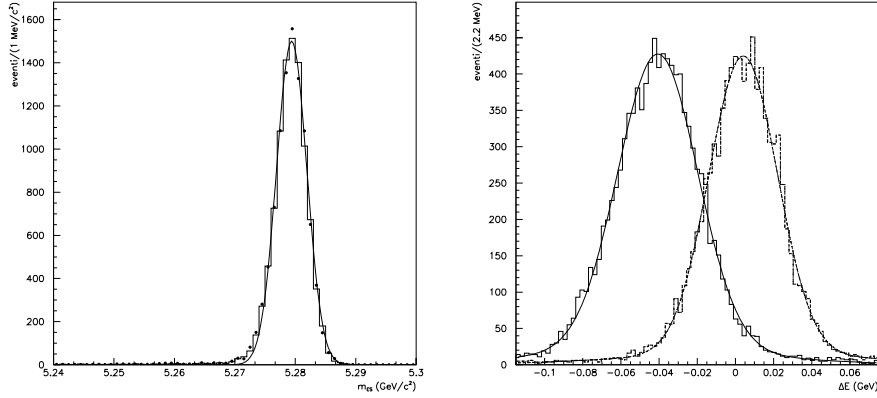


Figura 3.5: Distribuzione di m_{ES} (a sinistra) e ΔE (a destra) in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$). Nel primo grafico l'istogramma corrisponde al canale con il π e la linea sovrapposta rappresenta il fit gaussiano ad esso; i punti corrispondono al canale con il K . Nel secondo grafico l'istogramma di destra (tratteggiato) corrisponde al canale con il π e quello di sinistra (linea continua) corrisponde al canale con il K . Per entrambi sono riportati i rispettivi fit gaussiani.

nell'energia dei fasci E_{beam}^* :

$$\sigma m_{ES} = \sigma E_{\text{beam}}^* = 2.6 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.13)$$

Per essa infatti ci si aspetta un'espressione del tipo:

$$\sigma_{m_{ES}}^2 \approx \sigma_{E_{\text{beam}}^*}^2 + \left(\frac{p_B^*}{m_B} \right)^2 \sigma_{p_B^*}^2; \quad (3.14)$$

in assenza di prodotti finali neutri l'impulso del B è ben ricostruito e la presenza del secondo termine, a causa di $p_B^*/m_B \approx 0.06$, risulta trascurabile. Al contrario la larghezza della distribuzione di ΔE risulta generalmente dominata dalla risoluzione del detector e differisce da analisi ad analisi. Essa infatti è data da:

$$\sigma_{\Delta E}^2 = \sigma_{E_{\text{beam}}^*}^2 + \sigma_{E_B^*}^2; \quad (3.15)$$

il secondo termine, dovuto all'incertezza sul valore misurato di E_B^* , è dominante ($\sigma_{E_B^*} \approx 20 \text{ MeV}$) rispetto al primo, legato alle fluttuazioni delle energie dei fasci ($\sigma_{E_{\text{beam}}^*} \approx 2.6 \text{ MeV}$).

In figura 3.6 sono presentate le distribuzioni bidimensionali della coppia di variabili (m_{ES} , ΔE) per i canali di interesse (dati simulati); essi mostrano come le due variabili sono sostanzialmente scorrelate e illustrano chiaramente come gli eventi di segnale siano distribuiti per la maggior parte nella regione:

$$\begin{aligned} 5.27 \text{ GeV}/c^2 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2, \\ -115 \text{ MeV} < \Delta E < 75 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Per il fit finale sono stati selezionati gli eventi con:

$$\begin{aligned} 5.2 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{ES}} < 5.3 \text{ GeV}/c^2, \\ -115 \text{ MeV} < \Delta E < 75 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Gli eventi contenuti nella banda laterale di m_{ES} ,

$$\begin{aligned} 5.2 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{ES}} < 5.26 \text{ GeV}/c^2, \\ -115 \text{ MeV} < \Delta E < 75 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

e quelli nella banda laterale di ΔE ,

$$\begin{aligned} 5.2 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{ES}} < 5.3 \text{ GeV}/c^2, \\ 75 \text{ MeV} < \Delta E < 400 \text{ MeV} \quad \text{o} \quad -440 \text{ MeV} < \Delta E < -115 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.19)$$

in cui gli eventi di segnale e gli eventi $B\bar{B}$ sono del tutto trascurabili rispetto al fondo da continuo, sono stati utilizzati per la parametrizzazione delle *p.d.f.* di quest'ultimo per le variabili usate nel fit di maximum likelihood.

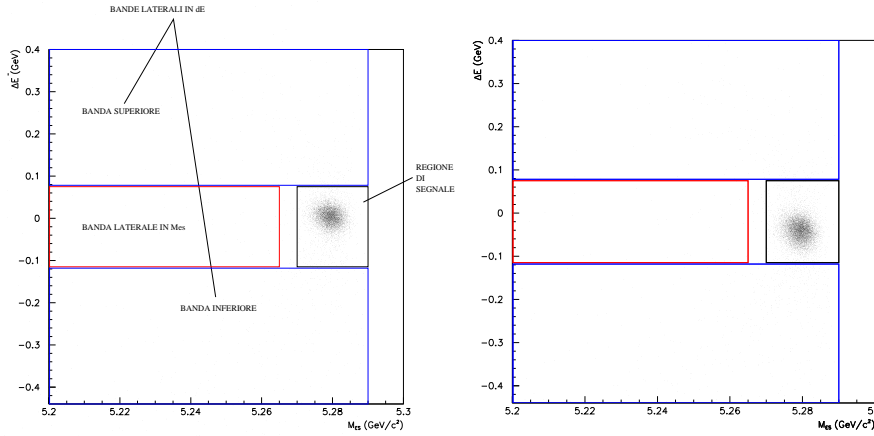


Figura 3.6: Distribuzione bidimensionale di $(m_{\text{ES}}, \Delta E)$ in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (a sinistra) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (a destra). Il segnale risulta per lo più concentrato nella regione definita dalla relazione (3.16).

3.6.3 Variabili di forma dell'evento

Per ridurre ulteriormente il grande fondo combinatorio il campione è stato sottoposto a un taglio sull'angolo θ_T formato dall'asse del thrust [28] delle particelle provenienti dal candidato B (i due π del K_S^0 e l'adrone h^\pm) e dall'asse del thrust delle altre particelle ricostruite nello stesso evento.

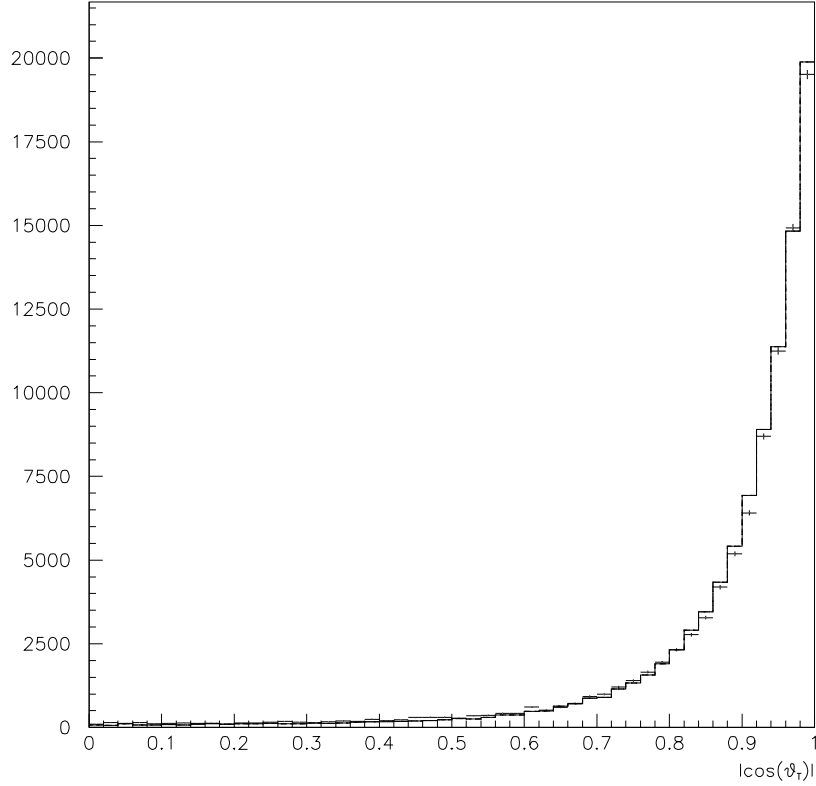


Figura 3.7: Distribuzione di $|\cos(\theta_T)|$ nei dati off resonance (croci) e in eventi di continuo simulati (istogramma). La normalizzazione è alla luminosità dei dati off resonance.

Nel sistema della $\Upsilon(4S)$ le particelle prodotte in eventi $q\bar{q}$ hanno una distribuzione a getti, per cui l'asse del thrust (che è per definizione la direzione lungo la quale è massima la somma dei moduli delle componenti longitudinali degli impulsi delle particelle) di entrambi i “ B ” ricostruiti, che sono semplici combinazioni casuali di queste particelle, è sostanzialmente - a parte effetti dovuti alla risoluzione sperimentale - contenuto nel cono formato dai due jet e quindi $|\cos(\theta_T)|$ presenta una distribuzione piccata intorno a 1, come si osserva sia sui dati off resonance che sul Monte Carlo degli eventi u, d, s, c, τ , entrambi

riportati in figura 3.7. Negli eventi $B\bar{B}$, invece, i mesoni B sono prodotti quasi a riposo nel riferimento della $\Upsilon(4S)$ e l'asse del thrust delle particelle figlie di un B praticamente coincide, a meno di effetti dovuti alla risoluzione sperimentale, con l'asse di decadimento del B genitore. Nel caso degli eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ quindi, in cui uno dei due B è completamente ricostruito e perciò è possibile decidere quali tracce (e quali cluster) associare all'uno o all'altro B , l'angolo tra gli assi dei thrust delle particelle figlie dei due B è sostanzialmente l'angolo tra i due assi di decadimento, che sono scorrelati. Di conseguenza la distribuzione di $|\cos(\theta_T)|$ per gli eventi di segnale è praticamente piatta tra 0 e 1, e con un taglio opportuno per valori prossimi a 1 è possibile rimuovere una frazione significativa di eventi di fondo pagando relativamente poco in termini di efficienza sul segnale; questo è quanto illustrato in figura 3.8. Si è scelto di

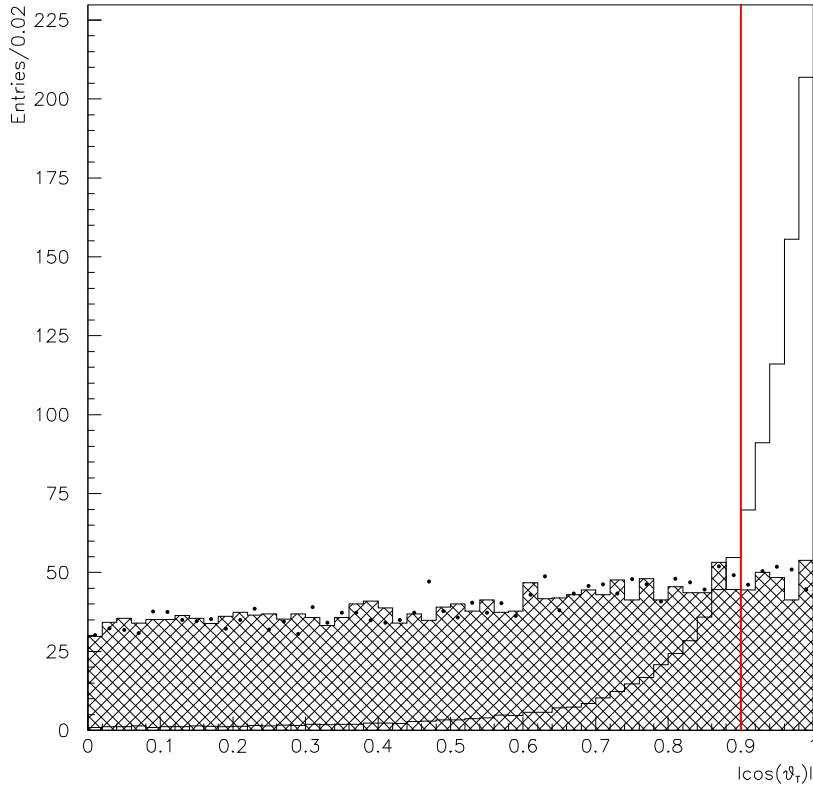


Figura 3.8: Distribuzione di $|\cos(\theta_T)|$ in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (istogramma retinato) e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (punti), e confronto con la distribuzione nei dati off resonance (istogramma bianco). La normalizzazione è arbitraria.

selezionare gli eventi con:

$$|\cos(\theta_T)| < 0.9 \quad (3.20)$$

Un'altra variabile basata sulla topologia dell'evento utilizzata per discriminare il segnale dal fondo è stata mutuata dall'analisi analoga condotta dalla collaborazione CLEO per i decadimenti charmless a due corpi [29], ed è data dalla combinazione lineare:

$$\mathcal{F} = \sum_{i=1}^9 \alpha_i x_i \quad (3.21)$$

di nove quantità x_i , definite come la somma dei moduli degli impulsi delle tracce cariche e dei cluster neutri (esclusi quelli associati ai figli del B) la cui direzione è contenuta tra le superfici di due coni concentrici il cui asse coincide con l'asse del thrust del candidato B nel centro di massa e le cui aperture sono $i \times 10^\circ$ e $(i - 1) \times 10^\circ$ (si veda figura 3.9). Queste variabili sono sensibili alle diverse topologie (a jet per gli eventi $q\bar{q}$, sferica per gli eventi $B\bar{B}$), come mostrato in figura 3.10, nella quale si può notare anche come la separazione dipende dal cono considerato.

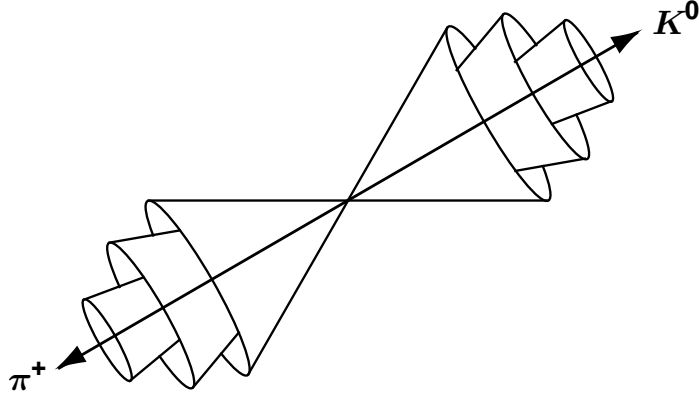


Figura 3.9: Definizione dei 9 coni in cui si misura la somma dei moduli degli impulsi delle tracce cariche e dei cluster neutri contenuti tra uno e il successivo.

I coefficienti α_i che compaiono in \mathcal{F} sono stati determinati in modo da fornire la massima separazione tra segnale e fondo, secondo la seguente formula:

$$\alpha_i = \sum_{j=1}^9 (U^b + U^s)_{ij}^{-1} \times (\mu_j^b - \mu_j^s) \quad (3.22)$$

dove U_{ij}^s e U_{ij}^b sono le matrici di covarianza delle variabili di input x_i rispettivamente per il segnale e per il fondo, e μ_j^s, μ_j^b sono i valori medi di tali variabili.

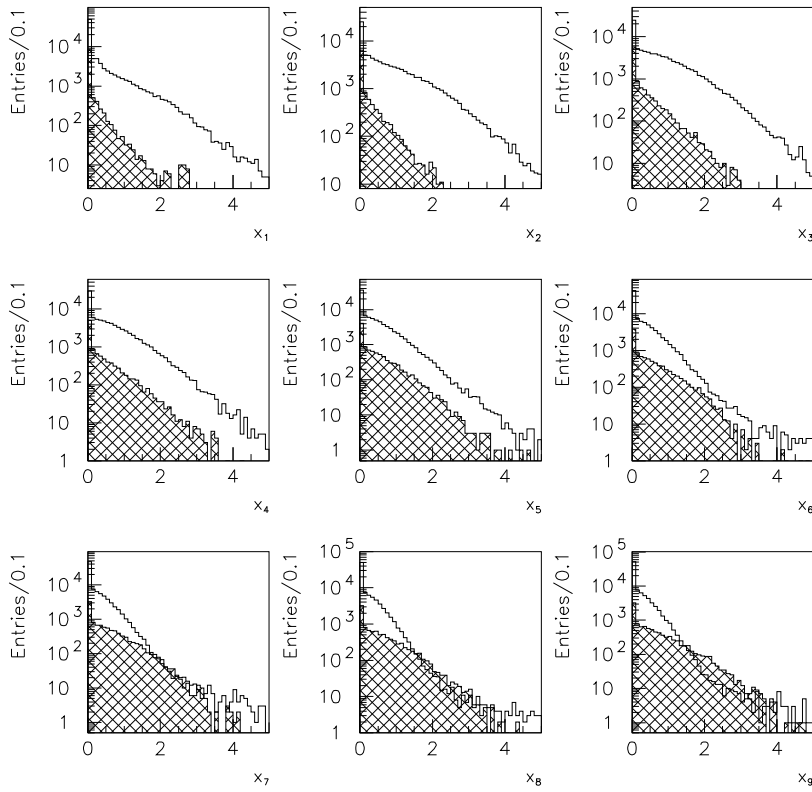


Figura 3.10: Distribuzione delle nove variabili x_i in eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati (istogrammi retinati) e in eventi reali off resonance (istogrammi bianchi). La normalizzazione è arbitraria.

Questo procedimento è una tecnica della statistica multivariata noto come *discriminante di Fisher* [30]. Per questa analisi i coefficienti sono stati determinati sui campioni di eventi di segnale e di fondo simulati; le distribuzioni di \mathcal{F} che ne risultano sono mostrate in figura 3.11.

La variabile \mathcal{F} non è stata usata in fase di selezione del campione ma è stata usata come una delle variabili discriminanti tra segnale e fondo nel fit di maximum likelihood finale, poiché (come si deduce dalla figura 3.11) un taglio volto a ottenere un campione con una buona purezza sarebbe risultato piuttosto inefficiente sul segnale.

3.6.4 Selezione dell'adrone carico

Gli eventi sono stati selezionati in base alla qualità della ricostruzione dell'adrone carico. I criteri adottati sono i seguenti:

- qualità della ricostruzione dei parametri cinematici della traccia (misurati

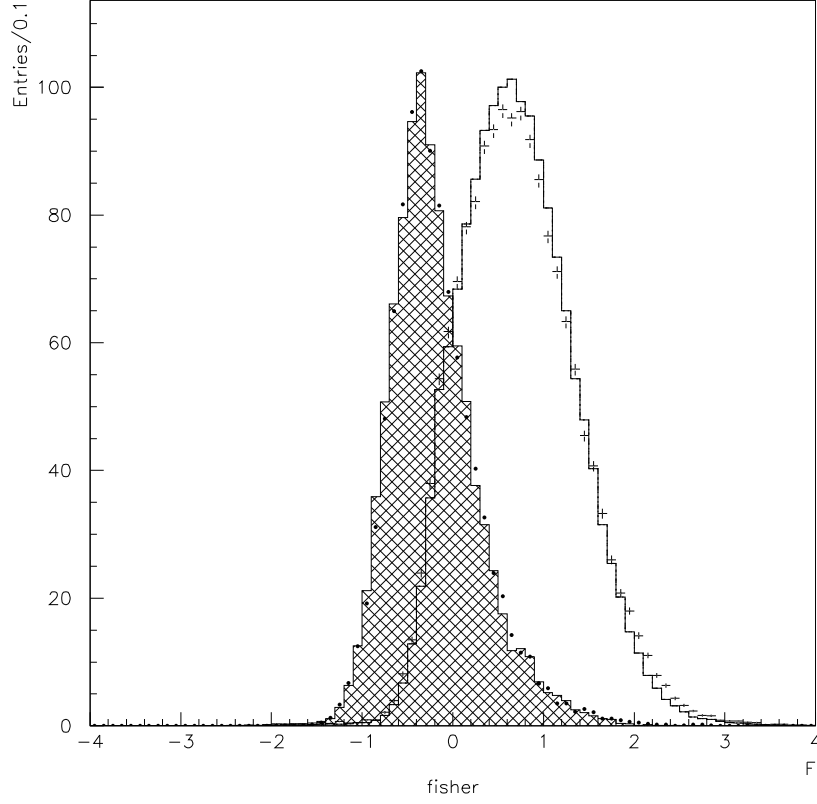


Figura 3.11: Distribuzione della variabile \mathcal{F} per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (istogramma retinato), $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (punti) e di continuo ($q\bar{q} + \tau^+ \tau^-$ istogramma bianco), e in eventi reali off resonance. La normalizzazione è arbitraria.

dalla camera a deriva): si è chiesto che la traccia sia ricostruita nella regione fiduciale della drift chamber ($0.41 < \theta < 2.54$ e impulso trasverso maggiore di $0.1 \text{ GeV}/c$ con 12 o più hit associati; si è inoltre chiesto che la traccia passi in prossimità del punto di interazione (distanza di minimo avvicinamento alla beam-spot nominale di 1.5 cm nel piano trasverso e di 10 cm lungo l'asse z);

- qualità della ricostruzione dell'angolo Čerenkov θ_C (misurato dal DIRC): sono stati selezionati gli eventi in cui l'angolo Čerenkov è maggiore di 0 (questo è sostanzialmente un taglio per selezionare le tracce che sono nella della regione di accettazione geometrica del rivelatore) e il numero di fotoni osservato N_γ è maggiore di 5 (per migliorare la risoluzione in θ_C rimuovendo le code non gaussiane).

La distinzione tra pioni e kaoni è stata effettuata incorporando come variabile nel fit finale l'angolo Čerenkov della traccia (come descritto in seguito).

Fondi da protoni sono stati rimossi richiedendo che l'angolo Čerenkov ricostruito sia maggiore di almeno 10 mrad rispetto a quello di un protone di stesso impulso.

Fondi da elettroni sono stati rimossi richiedendo che almeno una delle seguenti condizioni non sia verificata:

- dE/dx misurato nella drift chamber compatibile entro 3σ con l'ipotesi di elettrone;
- angolo Čerenkov misurato dal DIRC compatibile entro 3σ con l'ipotesi di elettrone (e numero di fotoni maggiore di 9);
- presenza di un cluster nel calorimetro associato con la traccia; il cluster deve interessare 4 o più cristalli, E/p deve essere compreso tra 0.89 e 1.2, inoltre lo sciame deve essere stretto e regolare (i cluster adronici sono tipicamente più larghi e irregolari di quelli elettromagnetici). Queste ultime condizioni sono espresse quantitativamente dalle relazioni:

$$LAT < 0.6 \quad (3.23)$$

e

$$-10.0 < A_{42} < 0.11 \quad (3.24)$$

dove LAT e A_{42} sono variabili di forma della cascata elettromagnetica originariamente definite dall'esperimento ARGUS [31] e dall'esperimento ZEUS [32]. Questi criteri sono standard in *BABAR*, e l'efficienza e la probabilità di misidentificazione sono state largamente studiate su campioni di controllo di vario tipo (conversioni $\gamma\gamma \rightarrow eeee$, Bhabha, π e K da $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) [33]; l'efficienza sugli elettroni è circa 90% e la probabilità di misidentificazione per pioni e kaoni è inferiore allo 0.2%.

3.6.5 Efficienza della selezione finale

I candidati selezionati al termine di tutti i passi precedenti sono riportati in tabella 3.5. L'efficienza finale di selezione è intorno a 38%-39% per i due canali di segnale. Nel campione simulato nessun evento $B\bar{B}$, sia generico che non charmato (diverso dai segnali), sopravvive alla selezione finale, fornendo un'ulteriore conferma che il fondo è essenzialmente di tipo combinatorio, generato da eventi $q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$. Nei dati on resonance sono stati selezionati 3008 eventi per il fit finale. Sono stati inoltre selezionati, nelle bande laterali di ΔE , 10440 eventi, utilizzati per la stima delle funzioni di distribuzione del fondo (in questa stessa regione la contaminazione da eventi $B\bar{B}$ è trascurabile, dell'ordine dell'1% secondo quanto stimato sul Monte Carlo).

Le efficienze dei singoli tagli sui due canali di segnale sono riassunte in tabella 3.6. Esse sono state valutate sui campioni simulati; gli errori riportati sono di natura puramente statistica.

Le efficienze sono state corrette per tenere conto di discrepanze note tra quelle reali e quelle fornite dalla simulazione. Le correzioni applicate riguardano:

Campione		Numero di candidati selezionati	Efficienza	Candidati attesi in 20.6 fb^{-1}
MC	$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	6264	39.15%	56
	$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	7236	59.54%	2
	$u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$	759	0.005%	1.9×10^3
	$c\bar{c}$	422	0.005%	1.2×10^3
	$\tau^+ \tau^-$	15	1.9×10^{-7}	6.0×10^4
	$B^+ B^-$ generici	0	-	-
	$B^0 \bar{B}^0$ generici	0	-	-
	$B^+ B^-$ e $B^0 \bar{B}^0$, un B decade in un canale non charmato	0	-	-
	non di segnale			
Dati	on resonance	3008		
	off resonance	406		

Tabella 3.5: Candidati rimanenti dopo la selezione.

Criterio di selezione	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$		Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	
	Candidati	Efficienza	Candidati	Efficienza
Nessuno	16000	100%	19000	100%
Ricostruzione e preselezione	9583	59.89%	11313	59.54%
Qualità della traccia dell'adrone carico	8904	55.65%	10365	54.55%
$ m_{K_S^0} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} < 11.2 \text{ MeV}/c^2$	8618	53.86%	10021	52.74%
$\tau/\sigma_\tau > 5$	8379	52.37%	9752	51.33%
$\cos(\alpha_{xy}) > 0.999$	8229	51.43%	9595	50.50%
$5.2 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{ES}} < 5.3 \text{ MeV}/c^2$, $-115 \text{ MeV} < \Delta E < 75 \text{ MeV}$	8121	50.76%	9447	49.72%
$ \cos(\theta_T) < 0.9$	7166	44.79%	8328	43.83%
$\theta_C > 0$	6541	40.88%	7608	40.04%
$N_\gamma > 5$	6344	39.65%	7330	38.58%
$\theta_C - \theta_C(p) > 10 \text{ mrad}$	6264	39.15%	7236	38.08%
veto degli e^-	6264	39.15%	7236	38.08%
Tutti i criteri	6264	$39.15\% \pm 0.39\%$	7236	$38.08\% \pm 0.35\%$

Tabella 3.6: Efficienza dei criteri di selezione sugli eventi di segnale simulati.

- efficienza del tracking dell'adrone carico figlio del B .

L'efficienza relativa dati/Monte Carlo per la ricostruzione delle tracce cariche è stata studiata in *BABAR* su campioni di controllo di eventi $\tau^+ \tau^-$ [34], Bhabha [35], $D^0 \rightarrow K3\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi$ [36], pioni lenti da D^* [37]. È stato osservato che mentre il Monte Carlo riproduce accuratamente l'efficienza reale per tracce cariche generiche uscenti dalla zona di interazione (l'efficienza

relativa in questo caso è stata misurata essere 1.000 ± 0.013 (sist.), la simulazione tipicamente sovrastima l'efficienza di ricostruzione delle tracce a cui vengono imposti dei vincoli sulla qualità del tracking (in particolare sul numero di hit ricostruiti nella drift chamber). Per le tracce che sono selezionate secondo i criteri elencati al paragrafo 3.6.4 sono state determinate le correzioni da applicare alle efficienze stimate sul Monte Carlo in funzione di impulso trasverso, angolo polare e angolo azimutale della traccia, molteplicità delle tracce cariche dell'evento e tensione dei fili sensibili della camera a deriva [38]. Quanto ottenuto è mostrato in figura 3.12. L'incertezza sistematica relativa sulla correzione finale da applicare, valutata confrontando i risultati ottenuti sui diversi campioni di controllo, è 1.2%.

Avendo a disposizione queste informazioni è stato possibile correggere l'efficienza stimata sul Monte Carlo per la ricostruzione dell'adrone carico (π o K) nel modo seguente: per ogni intervallo i di p_t , θ , ϕ e molteplicità delle tracce cariche - per un dato valore della tensione della drift chamber - è stato contato il numero N_i di eventi contenuti in esso; detta $f_i = N_i/N_{\text{tot}}$ la frazione di eventi in quell'intervallo e ϵ_i la correzione da applicare ad essi, la correzione finale è stata valutata come:

$$\epsilon = \sum_i (f_i \cdot \epsilon_i) \quad (3.25)$$

con un'incertezza statistica:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\sum_i (f_i \cdot \sigma_{\epsilon_i})^2} \quad (3.26)$$

e una sistematica relativa, come detto, di 1.2%. La correzione ottenuta per i dati a 1900 V e quella per i dati a 1960 V sono state combinate pesandole con la luminosità integrata dei rispettivi campioni. Il risultato ottenuto è $\epsilon = 0.981 \pm 0.001(\text{stat.}) \pm 0.012(\text{sist.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $\epsilon = 0.982 \pm 0.001(\text{stat.}) \pm 0.012(\text{sist.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$.

- efficienza di ricostruzione del K_s^0 .

È stato osservato in *BABAR* che l'efficienza di ricostruzione del K_s^0 è leggermente sottostimata nel Monte Carlo rispetto a quella misurata sui dati reali [39]. Due diversi campioni di controllo hanno consentito di determinare per ciascuno un insieme di costanti di correzione in funzione della lunghezza di volo del K_s^0 nel piano trasverso e della tensione dei fili della drift chamber; il risultato è riportato in figura 3.13. La correzione finale per l'analisi presentata è stata valutata con lo stesso procedimento seguito per la correzione dell'efficienza di tracking. Sono state valutate le correzioni con entrambi i set, ottenendo $1.015 \pm 0.015(\text{stat.})$ e $1.050 \pm 0.011(\text{stat.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $1.025 \pm 0.016(\text{stat.})$ e $1.055 \pm 0.011(\text{stat.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$. Esse sono state combinate nel modo seguente: poiché il secondo set è ritenuto quello più accurato, come valore centrale per la correzione si è usato quello stimato in questo secondo modo; la differenza tra i valori stimati con i due metodi alternativi è stato usato come misura dell'incertezza sistematica su tale numero. Infine, tenendo conto

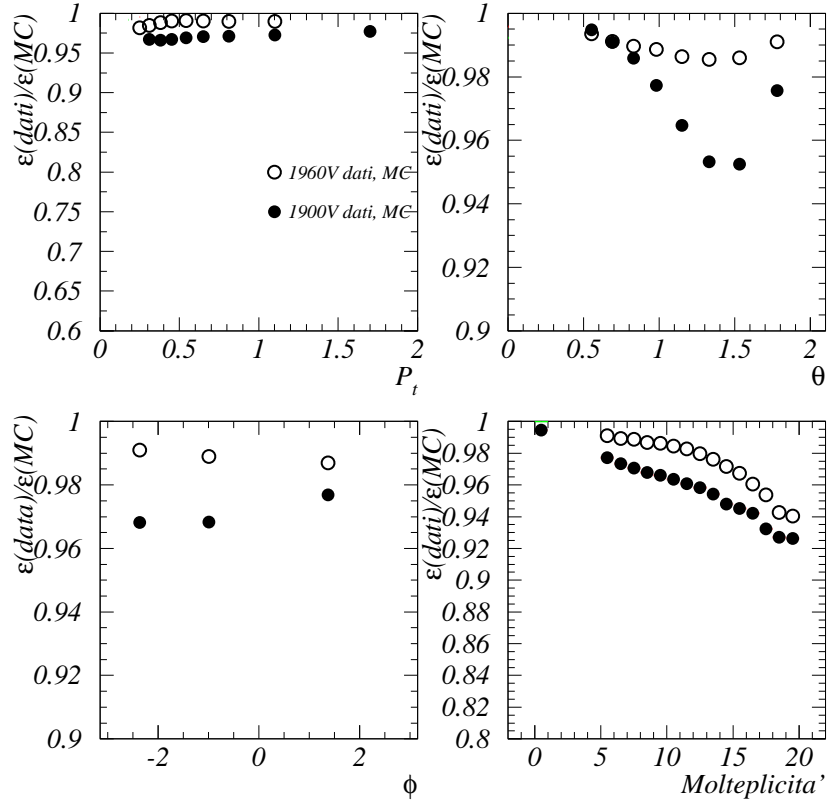


Figura 3.12: Efficienza relativa dati/Monte Carlo per la ricostruzione delle tracce cariche con impulso trasverso maggiore di $0.1 \text{ GeV}/c$, 12 o più hit nella camera a deriva, distanza di minimo avvicinamento alla beam-spot nominale inferiore a 1.5 cm nel piano $x - y$ e a 10 cm lungo l'asse z . L'efficienza è valutata in funzione dell'impulso trasverso (p_t), dell'angolo polare (θ) e di quello azimutale (ϕ) della traccia e del numero di tracce cariche dell'evento; essa è inoltre valutata separatamente per i diversi valori delle tensioni applicate ai fili sensibili della camera a deriva. [38]

anche dell'efficienza di ricostruzione dei figli del K_s^0 ($1.000 \pm 0.026(\text{sist.})$ per la coppia), si è ricavato $\epsilon = 1.050 \pm 0.011(\text{stat.}) \pm 0.042(\text{sist.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $\epsilon = 1.055 \pm 0.011(\text{stat.}) \pm 0.039(\text{sist.})$ per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$.

Non c'è stato bisogno di introdurre correzioni per un'altra possibile origine di discrepanze tra i dati e il Monte Carlo, l'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione del vertice dei mesoni B : gli studi finora condotti in *BABAR* hanno mostrato che essa è la stessa (96%), entro lo 0.2%, sui dati reali e su quelli simulati ($\epsilon_{\text{dati}}/\epsilon_{\text{MC}} = 1.000 \pm 0.002$ [40]).

In conclusione le efficienze stimate dei criteri di selezione descritti per gli

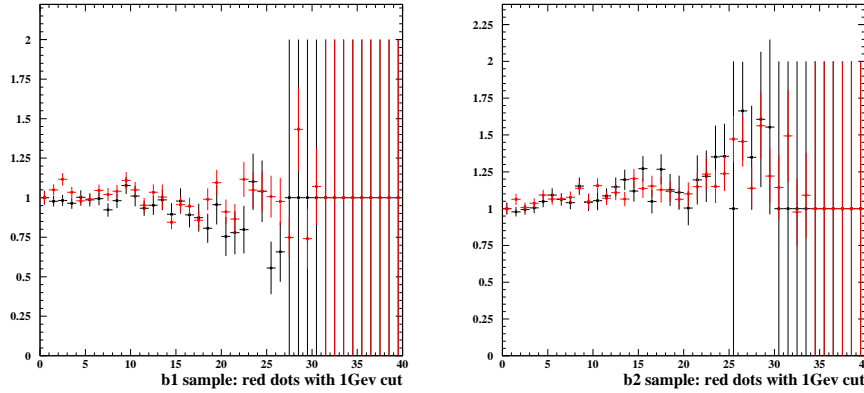


Figura 3.13: Efficienza relativa dati/Monte Carlo per la ricostruzione dei K_S^0 in funzione della distanza di volo nel piano trasverso, per tensioni di 1900 V (a sinistra) e di 1960 V (a destra). Croci continue e croci tratteggiate corrispondono a correzioni alternative valutate su campioni di controllo differenti. Agli intervalli in cui il campione simulato o quello reale sono risultati privi di candidati è stata attribuita una efficienza relativa 1 ± 1 .

eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) sono rispettivamente 40.3% e 39.5%. Nella valutazione dei branching ratio per $B \rightarrow K^0 \pi$ e $B \rightarrow \bar{K}^0 K$ queste andranno poi moltiplicate per $\mathcal{B}(K^0, \bar{K}^0 \rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0.5 \times 0.6861$; le efficienze risultanti sono 13.8% per $B \rightarrow K^0 \pi$ e 13.5% per $B \rightarrow K^0 K$.

3.7 Fit del campione selezionato

Per stimare il numero di eventi di segnale presenti nel campione selezionato è stato eseguito un fit di maximum likelihood. Nel fit sono stati inseriti i valori misurati, evento per evento, di alcune quantità fisiche rilevanti alla discriminazione degli eventi di segnale da quelli di fondo, oltre ai parametri delle funzioni di distribuzione di queste quantità per i diversi canali presenti. In uscita il fit ha restituito il numero di eventi stimato in ogni canale. Per determinare i parametri delle *p.d.f.* delle variabili fisiche utilizzate dal fit sono stati studiati diversi campioni: dati on resonance, dati off resonance, eventi simulati, campioni di controllo indipendenti. I canali considerati nel fit sono i due di segnale, $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$, e due generici canali di fondo combinatorio, differenti per il tipo di adrone carico (π o K). Il fondo risonante, come mostrato al paragrafo precedente, è del tutto trascurabile.

3.7.1 Variabili in ingresso

Le variabili fornite in ingresso al fit sono, per ogni evento:

- la *energy-substituted mass* del candidato B (m_{ES});
- la differenza tra l'energia del candidato e l'energia dei fasci nel centro di massa (ΔE);
- il discriminante di Fisher dei nove coni, \mathcal{F} ;
- l'angolo Čerenkov θ_C dell'adrone carico;
- la direzione di volo θ_B^* del candidato B nel centro di massa.

m_{ES} , ΔE , \mathcal{F} e $\cos(\theta_B^*)$ consentono di separare i due segnali dal fondo; θ_C è utilizzato per distinguere gli eventi di segnale dei due canali, identificando il tipo dell'adrone carico; una separazione addizionale tra i due canali è fornita da ΔE (come spiegato al paragrafo 3.6.2).

3.7.2 Funzioni di distribuzione delle variabili usate nel fit

La forma funzionale e i parametri delle *p.d.f.* delle variabili usate nel fit sono ora discussi caso per caso insieme al campione da cui sono stati stimati:

m_{ES}

La distribuzione di m_{ES} dei due canali di fondo è stata parametrizzata con la funzione fenomenologica nota come “funzione ARGUS” in quanto introdotta dalla collaborazione omonima [41]:

$$\frac{dN}{dm_{\text{ES}}} = N\theta(m_{\text{ES}} < m_0) \cdot m_{\text{ES}} \cdot \sqrt{1 - (m_{\text{ES}}/m_0)^2} \cdot e^{\xi \cdot (1 - (m_{\text{ES}}/m_0)^2)} \quad (3.27)$$

dove $m_0 = \sqrt{s}/2$ è il limite cinematico superiore ($m_{\text{ES}} = \sqrt{E_{\text{beam}}^{*2} - p_B^{*2}} \leq E_{\text{beam}}^* = \sqrt{s}/2$). Essa è sostanzialmente lo spazio delle fasi di un processo a due corpi con una soglia cinematica moltiplicato per una funzione esponenziale introdotta ad hoc per descrivere la lenta decrescita della distribuzione per bassi

valori di m_{ES} . I parametri ξ e m_0 sono stati determinati mediante un fit ai dati on resonance nelle bande laterali in ΔE (definizione 3.19). Il risultato del fit è mostrato in figura 3.14; i valori dei parametri usati nel fit finale sono quindi $m_0 = 5.290 \text{ GeV}/c^2$, $\xi = -23.34$.

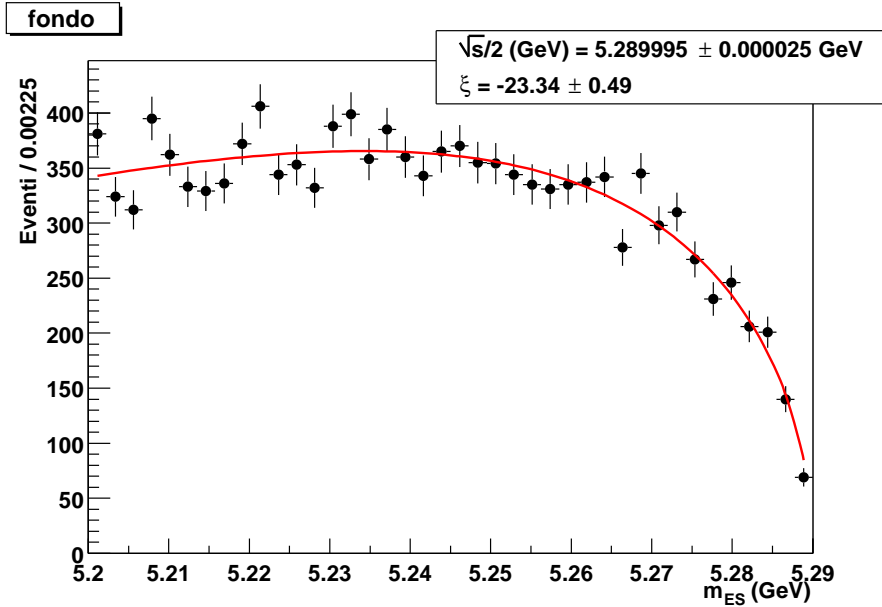


Figura 3.14: Distribuzione di m_{ES} per gli eventi dei dati on resonance nelle bande laterali di ΔE . Sono stati applicati tutti i criteri di selezione ad eccezione di quello su ΔE .

Un fit analogo è stato eseguito sui dati simulati che passano la selezione finale; il risultato e il confronto di questo con quanto misurato sui dati on resonance è mostrato in figura 3.15. I dati simulati sono chiaramente ben descritti dalla funzione stimata su quelli reali. La stessa procedura è stata applicata ai dati off resonance (traslando il valore ricostruito di m_{ES} di $20 \text{ MeV}/c^2$ per tenere conto della minore energia nel riferimento del centro di massa per questo campione) e il risultato è presentato nella stessa figura; l'accordo tra la distribuzione fittata e quella estratta dai dati on resonance è molto buono, ma poco significativo in quanto il campione off resonance, a causa della sua esiguità, presenta notevoli fluttuazioni statistiche ed è quindi poco significativo in questo caso. Infine un fit dei dati on resonance nella banda laterale di m_{ES} (si veda la definizione 3.18) ha restituito $m_0 = (5.290 \pm 0.009) \text{ GeV}/c^2$, $\xi = -22.0 \pm 4.0$, di nuovo in accordo con i parametri determinati sui dati delle bande laterali in ΔE .

Per quanto riguarda la distribuzione in m_{ES} del segnale si è tenuto conto del fatto, citato al paragrafo 3.6.2, che la *energy-substituted mass* del candidato B è una quantità che in *BABAR* risulta (per i canali senza particelle neutre nello stato finale) dominata dall'incertezza sulle energie dei fasci piuttosto che dalla risoluzione sperimentale. La parametrizzazione per entrambi i canali $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ è stata quindi derivata da un fit gaussiano (sovrapposto

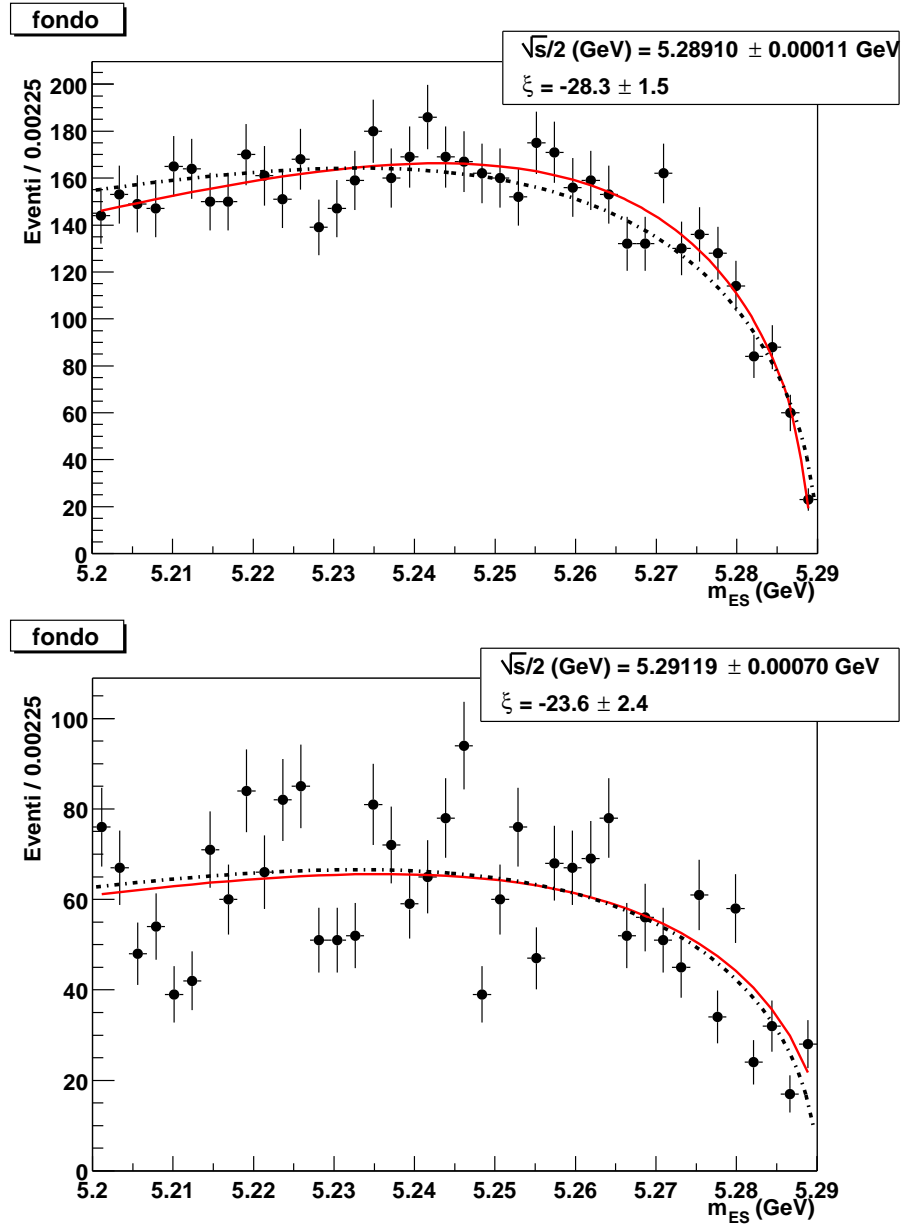


Figura 3.15: Distribuzione di m_{ES} in eventi di continuo simulati (sopra) e nei dati off resonance (sotto). Tutti i criteri di selezione sono stati applicati. La linea continua rappresenta il risultato del fit (funzione ARGUS) al campione in esame, la linea tratteggiata rappresenta il risultato del fit ai dati on resonance.

a un fondo parametrizzato per mezzo della funzione ARGUS) dei valori di m_{ES}

misurati in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (e c.c.); i valori dei parametri così determinati sono $\langle m_{ES} \rangle = 5.2800(\pm 0.0005) \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{m_{ES}} = 2.6(\pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$. Il risultato del fit è mostrato in figura 3.16. Il campione di controllo $B^- \rightarrow$

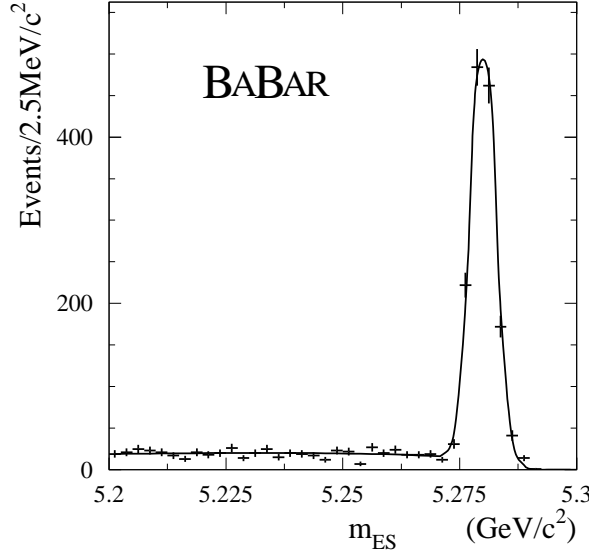


Figura 3.16: Distribuzione di m_{ES} in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+c.c.) ricostruiti nei dati reali. La linea continua rappresenta il risultato del fit (un picco gaussiano sovrapposto a un fondo descritto per mezzo della funzione ARGUS).

$D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+c.c.) è stato selezionato utilizzando gli stessi criteri dell'analisi dei canali $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$, ad eccezione di quelli basati sulle variabili del K_s^0 ; è stato inoltre richiesto che la carica del B ricostruito sia identica a quella del candidato K proveniente dal D^0 , che la massa invariante della coppia $K\pi$ sia compatibile entro 3σ ($\sigma = 9 \text{ MeV}$) con la massa del D^0 e che il candidato K venga identificato come tale dal DIRC (in dettaglio, si è richiesto che il rapporto tra la likelihood nell'ipotesi di K e quella nell'ipotesi di π , valutate in funzione dell'angolo Čerenkov e del numero di fotoni rivelati, sia superiore a 35).

Nelle figure 3.17 e 3.18 sono presentati i risultati dei fit gaussiani alla massa energy-substituted degli eventi di segnale simulati, in entrambi i casi la larghezza è leggermente inferiore ($2.5 \text{ MeV}/c^2$) e il valor medio spostato verso il basso ($5.2793 \text{ GeV}/c^2$). Questo comportamento è presente in uguale misura anche negli eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) simulati, riportati in figura 3.19, inoltre i valori dei parametri sono compatibili entro gli errori con quelli misurati sui dati; queste discrepanze sono quindi state trascurate nel fit finale e prese in considerazione solo successivamente nella valutazione degli errori sistematici.

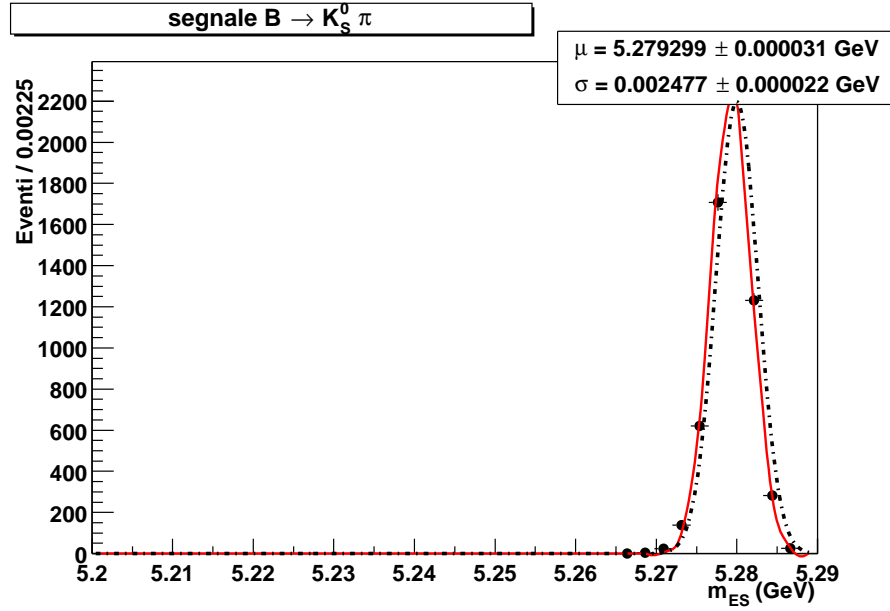


Figura 3.17: Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit gaussiano, quella tratteggiata è la distribuzione misurata in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance.

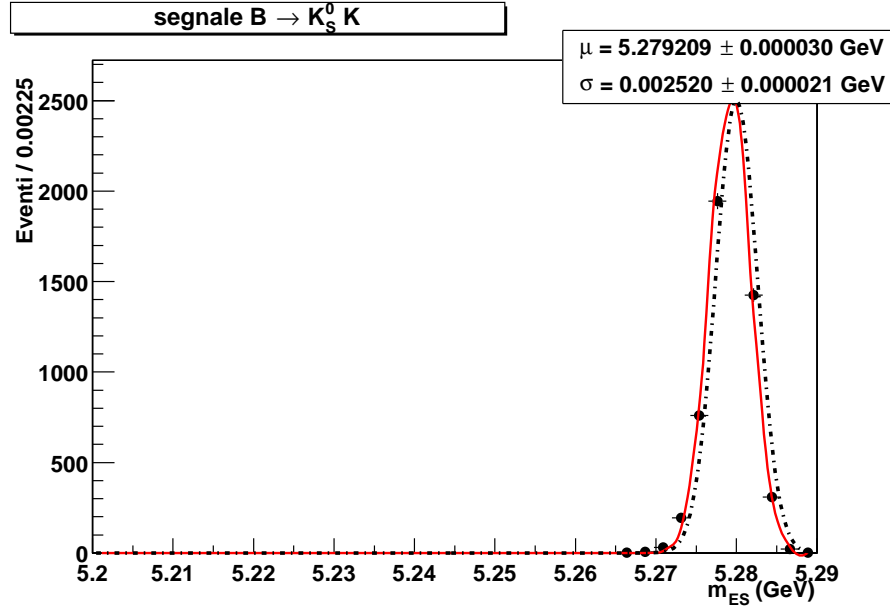


Figura 3.18: Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit gaussiano, quella tratteggiata è la distribuzione misurata in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance.

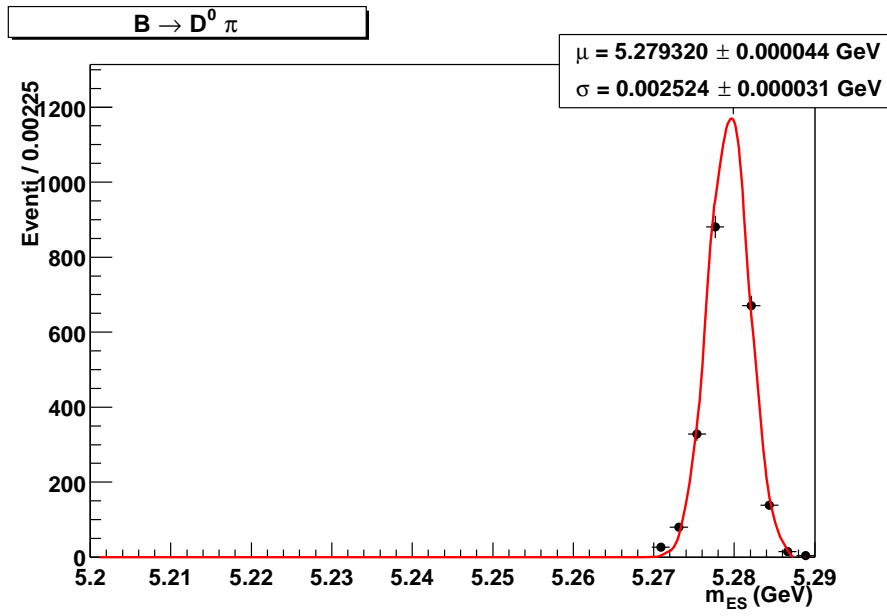


Figura 3.19: Distribuzione di m_{ES} in eventi simulati $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.).

ΔE

Per il fondo la distribuzione di ΔE , comune a entrambi i canali, è stata determinata mediante un fit ai dati on resonance con $m_{ES} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ e $|\cos(\theta_T)| > 0.9$. La distribuzione è stata parametrizzata mediante un polinomio di secondo grado, $N * (1 + P1 * \Delta E + P2 * \Delta E^2)$; i valori stimati dal fit (riportato in figura 3.20) per i parametri sono: $P1 = -1.582 \text{ GeV}^{-1}$, $P2 = 1.11 \text{ GeV}^{-2}$.

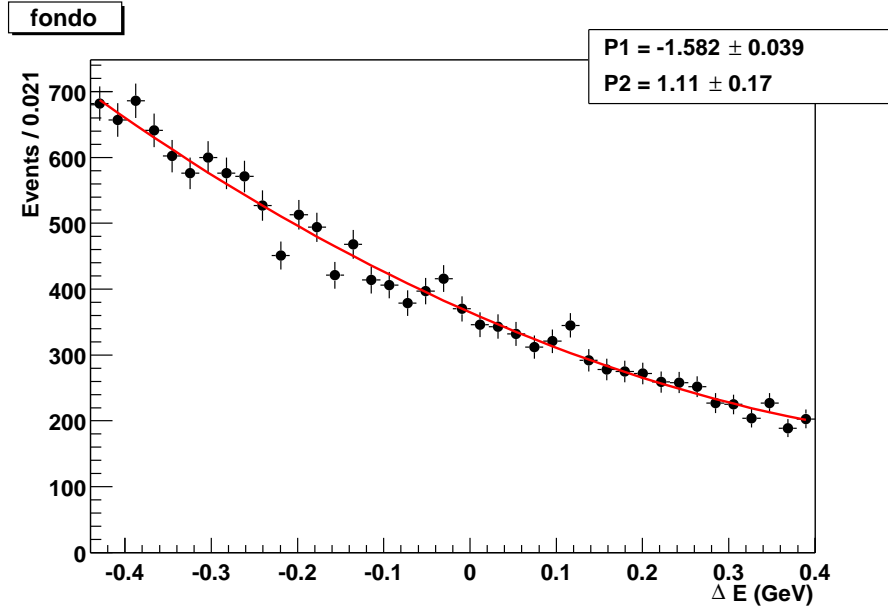


Figura 3.20: Distribuzione di ΔE in eventi on resonance con $|\cos(\theta_T)| > 0.9$. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con un polinomio di secondo grado.

Analoghi fit sono stati condotti sugli eventi di fondo simulati e, con le stesse limitazioni in termini di significatività esposte nel caso di m_{ES} , sui dati off resonance (si veda figura 3.21). I valori dei parametri ottenuti sono piuttosto diversi tra loro ma le distribuzioni risultanti sono comunque in buon accordo. Queste parametrizzazioni alternative sono state utilizzate per la valutazione degli errori sistematici.

Per quanto riguarda il segnale, le distribuzioni di ΔE per gli eventi simulati che passano la selezione per il fit finale sono presentate in figura 3.22 e 3.23 rispettivamente per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$. In entrambi i casi i dati sono ben descritti da una gaussiana, di media 3.6 MeV e -41.5 MeV e larghezza 18.6 MeV e 21.5 MeV rispettivamente. La maggiore larghezza e il significativo spostamento di ΔE nel canale con il kaone, come spiegato al paragrafo 3.6.2, sono dovute all'assegnazione dell'errata ipotesi di massa (quella del pione) nella determinazione dell'energia dell'adrone.

L'attendibilità della simulazione Monte Carlo per la stima dei parametri delle distribuzioni di ΔE per il segnale è stata studiata sul campione di controllo

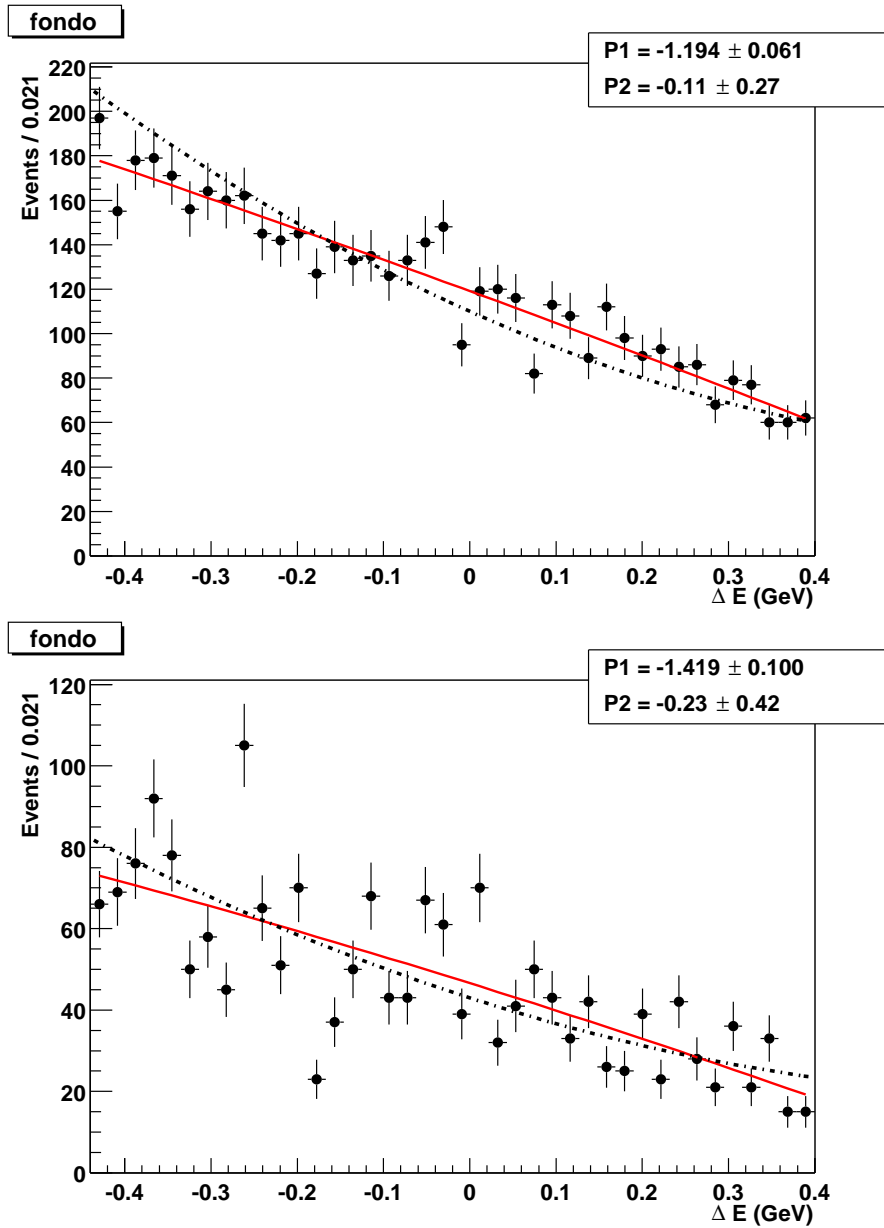


Figura 3.21: Distribuzione di ΔE in eventi di continuo simulati (sopra) e nei dati off resonance (sotto). Tutti i criteri di selezione (ad eccezione di quello in ΔE) sono stati applicati. La linea continua rappresenta il risultato del fit al campione in esame, quella tratteggiata rappresenta il risultato del fit ai dati on resonance.

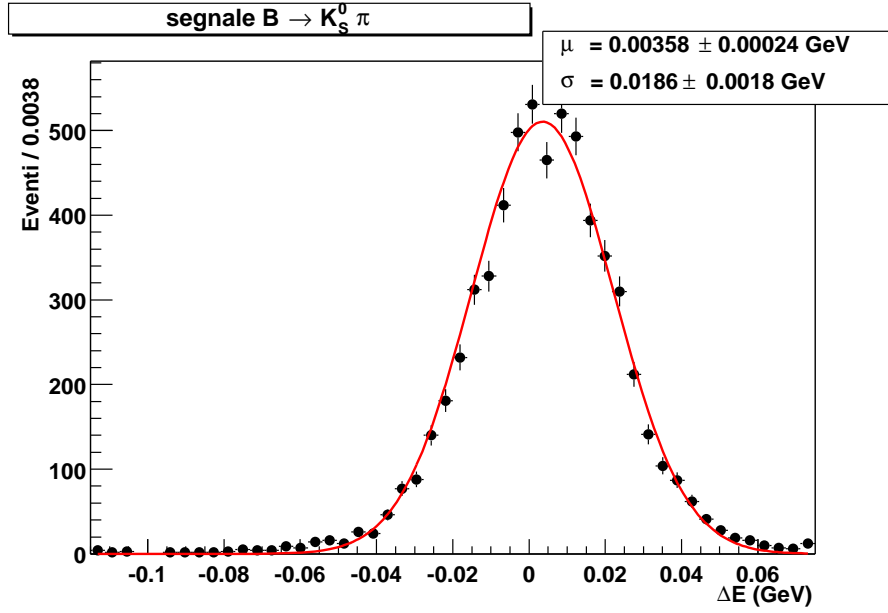


Figura 3.22: Distribuzione di ΔE in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit gaussiano.

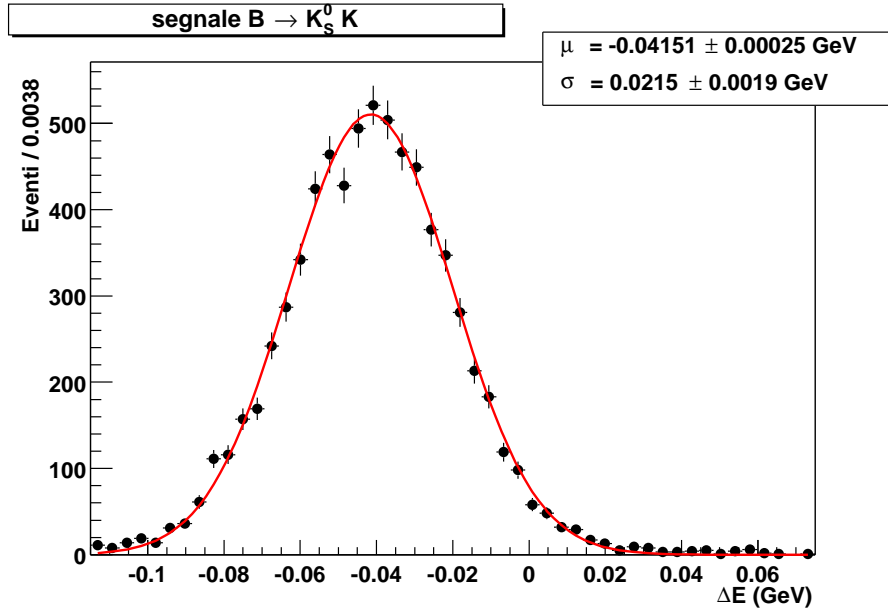


Figura 3.23: Distribuzione di ΔE in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit gaussiano.

$B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{ c.c.})$. Il campione è stato selezionato come descritto in precedenza, inoltre si è richiesto $m_{\text{ES}} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$. La distribuzione di ΔE per i dati on resonance è stata fittata con una doppia gaussiana di cui quella principale corrispondente al segnale in esame; la distribuzione di ΔE per gli eventi simulati è stata fittata con una semplice gaussiana. Il risultato di questo confronto è mostrato in figura 3.24: la risoluzione $\sigma_{\Delta E}$ è pari a $(18.7 \pm 1.1) \text{ MeV}$ sui dati e $(18.5 \pm 0.2) \text{ MeV}$ sul Monte Carlo, il valor medio è $(-6.3 \pm 0.8) \text{ MeV}$ nel primo caso e $(1.0 \pm 0.3) \text{ MeV}$ nel secondo. Di conseguenza le risoluzioni estratte dal Monte Carlo per i canali $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ sono state moltiplicate per 1.01 e il valor medio delle loro distribuzioni traslato di -7.3 MeV ; i valori usati nel fit finale sono quindi $\langle \Delta E \rangle = -3.9 \text{ MeV}$ e $\sigma_{\Delta E} = 18.8 \text{ MeV}$ per il segnale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $\langle \Delta E \rangle = -49.5 \text{ MeV}$ e $\sigma_{\Delta E} = 21.7 \text{ MeV}$ per il segnale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$.

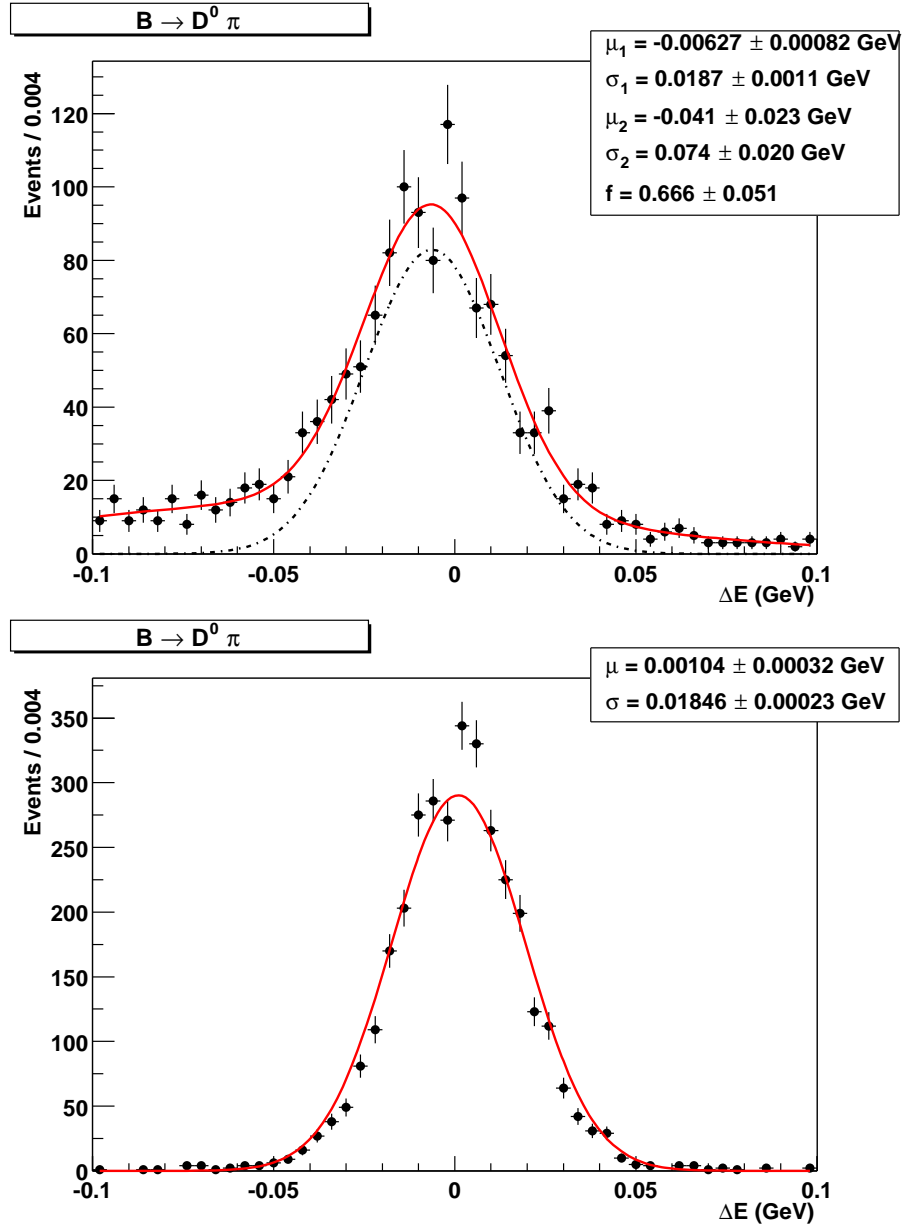


Figura 3.24: Distribuzione di ΔE in eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ c.c.)$ ricostruiti nei dati on resonance (sopra) e simulati (sotto). Nel primo caso la linea continua rappresenta il risultato di un fit con una doppia gaussiana; la componente principale è sovrapposta, tratteggiata. Nel secondo caso la linea continua rappresenta il risultato di un fit con una singola gaussiana.

\mathcal{F}

Sia per il fondo che per il segnale la funzione di distribuzione della variabile \mathcal{F} è stata parametrizzata per mezzo di una doppia gaussiana. I parametri della *p.d.f.* del fondo sono stati stimati sui dati on resonance nelle bande laterali di ΔE ; non è stata fatta distinzione tra eventi in cui l'adrone carico è un K o un π . Il risultato del fit è mostrato in figura 3.25 e il confronto tra la funzione determinata dal fit e la miglior parametrizzazione ricavata dagli eventi di fondo simulati e da quelli off resonance è mostrato in figura 3.26. L'accordo tra le distribuzioni è buono.

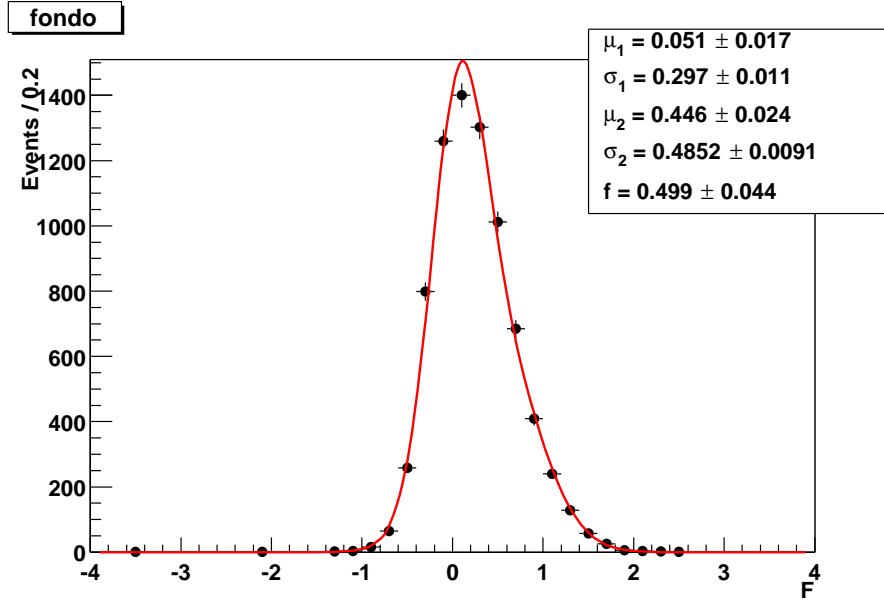


Figura 3.25: Distribuzione di \mathcal{F} in eventi on resonance. Sono stati selezionati gli eventi delle bande laterali di ΔE soddisfacenti tutti gli altri criteri di selezione. I dati sono stati fittati con la somma di due gaussiane, $N * (f * G(\mu_1, \sigma_1) + (1 - f) * G(\mu_2, \sigma_2))$.

Anche per gli eventi di segnale non è stata operata alcuna distinzione tra i canali in esame: come mostrato in figura 3.27 e in figura 3.28 le distribuzioni per i due canali sono sostanzialmente identiche. I valori dei parametri sono stati stimati da un fit al campione $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulato. Anche in questo caso si è studiato il campione di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) per confrontare la distribuzione della variabile in esame nei dati reali e in quelli simulati. Il confronto è riportato in figura 3.29; i parametri restituiti dal fit sono piuttosto diversi ma i dati simulati risultano comunque ben descritti anche dalla distribuzione ricavata dai dati reali. Per questo nel fit finale sono stati usati i parametri valutati sui dati simulati, senza effettuare alcuna correzione.

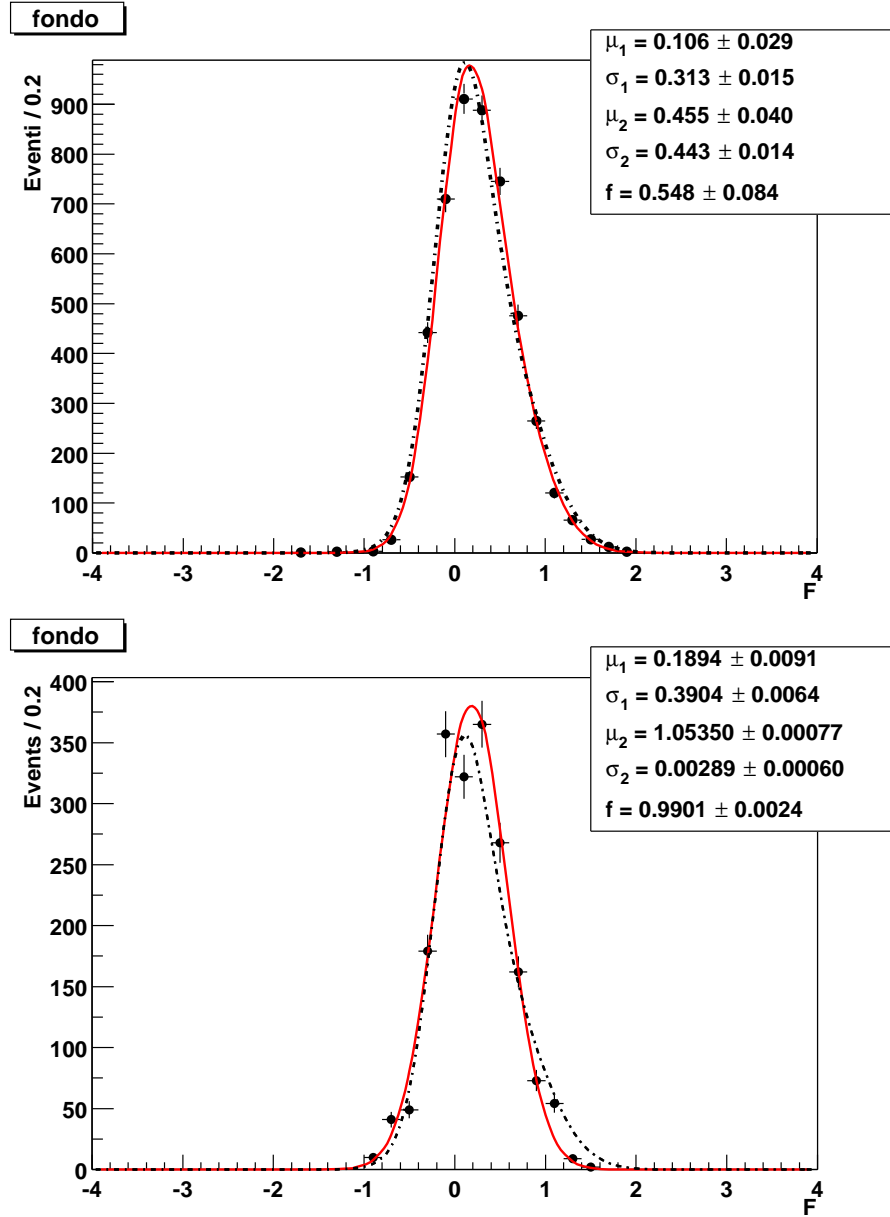


Figura 3.26: Distribuzione di \mathcal{F} in eventi di continuo simulati (sopra) e nei dati off resonance (sotto). Tutti i criteri di selezione sono stati applicati. La linea continua rappresenta il risultato del fit (due gaussiane) al campione in esame, quella tratteggiata rappresenta il risultato del fit ai dati on resonance.

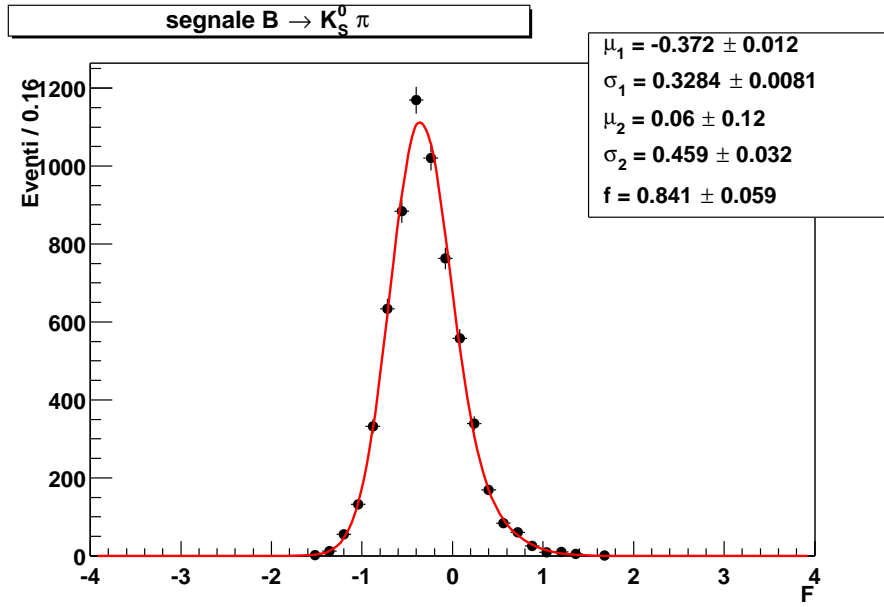


Figura 3.27: Distribuzione di \mathcal{F} in eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con una doppia gaussiana.

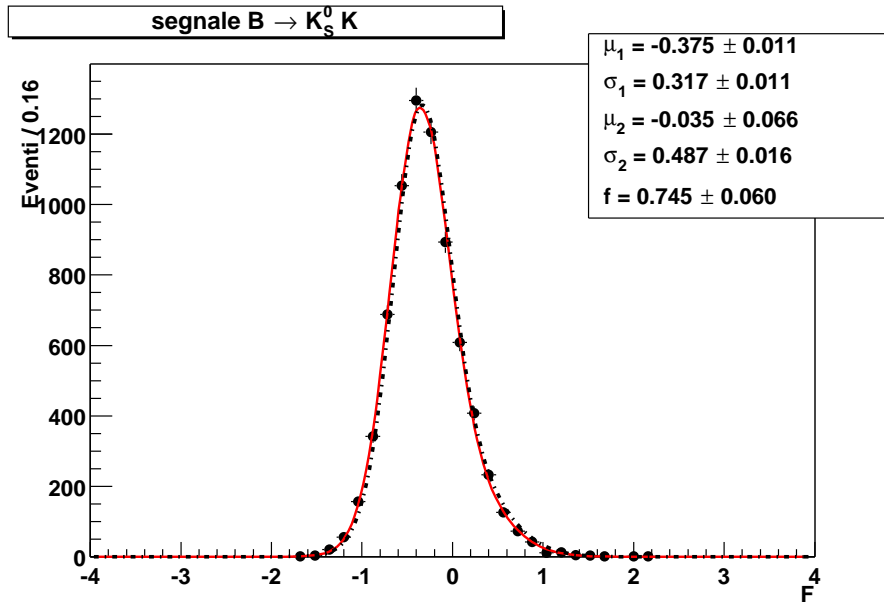


Figura 3.28: Distribuzione di \mathcal{F} per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con una doppia gaussiana. La linea tratteggiata rappresenta il risultato del fit agli eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$.

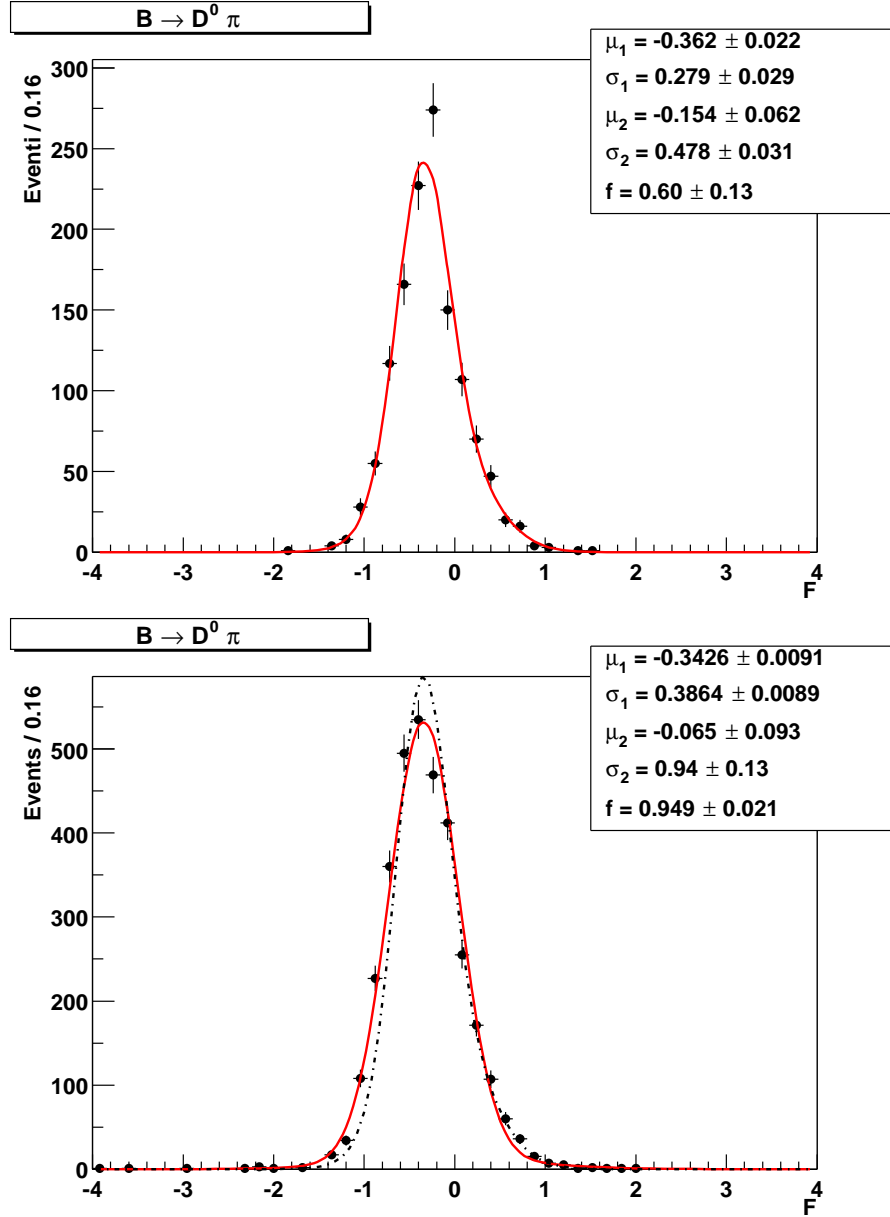


Figura 3.29: Distribuzione di \mathcal{F} per eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{c.c.})$ ricostruiti nei dati on resonance (sopra) e simulati (sotto). La linea continua rappresenta in entrambi i casi il risultato del fit con una doppia gaussiana. Nel secondo grafico la linea tratteggiata rappresenta il risultato del fit dei dati on resonance.

θ_C

Le distribuzioni dell'angolo Čerenkov sono state determinate sui kaoni e i pioni ricostruiti nei decadimenti dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\mathcal{B} = (3.83 \pm 0.09)\%$ [9]) provenienti a loro volta da decadimenti di D^* carichi inclusivi prodotti nei processi $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D^{*\pm}X$ ($D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, $\mathcal{B} = (67.7 \pm 0.5)\%$ [9]) [42]. Questo campione di controllo ha tre vantaggi fondamentali:

1. Il tipo di adrone carico è facilmente determinabile, è sufficiente misurare la sua carica e quella totale: se la carica della terna $K\pi\pi$ è positiva allora si è in presenza di un decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, in caso contrario il decadimento è $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$; in entrambi i casi il $K(\pi)$ è il figlio del D^0/\bar{D}^0 con carica opposta (concorde) a quella totale;
2. Il numero di eventi è elevato, date la luminosità integrata, la sezione d'urto e i branching ratio in gioco;
3. È possibile ottenere un campione puro con una buona efficienza per mezzo di alcuni semplici criteri di selezione.

Il fondo è drasticamente ridotto richiedendo che la massa invariante della coppia $K\pi$ ricostruita sia prossima a quella del mesone D^0 , $m_{D^0} = (1864.5 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$ ([9]), e che la differenza tra la massa invariante della terna $K\pi\pi$ e quella della coppia $K\pi$ sia prossima alla differenza tra le masse del D^* e del D^0 , $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (145.436 \pm 0.016) \text{ MeV}/c^2$ ([9]). Per entrambe queste variabili è stato richiesto che le differenze tra il valore misurato e quello aspettato siano inferiori a tre volte le risoluzioni sperimentali, rispettivamente $\sigma_{m_{D^0}} = 9 \text{ MeV}/c^2$ e $\sigma_{\Delta m} = 0.6 \text{ MeV}/c^2$. Il fondo combinatorio è ulteriormente limitato rifiutando gli eventi in cui l'angolo θ_K^* tra la direzione di volo del K e quella del D^0 , misurato nel centro di massa del D^0 stesso, è prossimo a 0 o π ; la quantità $\cos(\theta_K^*)$ ha infatti una distribuzione piatta per eventi di segnale e piccata a ± 1 per eventi di fondo. Si è inoltre richiesto che l'impulso del D^0 nel centro di massa della $\Upsilon(4S)$ sia maggiore di $2.5 \text{ GeV}/c$. L'insieme di tutti i criteri di selezione applicati al campione è riassunto in tabella 3.7.

Variabile	Criterio di selezione
$ m(K\pi\pi) - m(K\pi) - 0.1454 \text{ GeV}/c^2 $	$< 3 \sigma_{\Delta m}$
$ m(K\pi) - 1.865 \text{ GeV}/c^2 $	$< 3 \sigma_{m_{D^0}}$
$p^*(D^0)$	$> 2.5 \text{ GeV}/c$
$ \cos(\theta_K^*) $	< 0.8

Tabella 3.7: Criteri usati per la selezione di eventi $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (+ c.c.).

Per consistenza, alle tracce cariche provenienti dal D^0 sono stati applicati gli stessi criteri di qualità esposti nel paragrafo 3.6.4; inoltre sono state selezionate solo le tracce nel range di impulsi di interesse, tra $1.75 \text{ GeV}/c$ e $4.25 \text{ GeV}/c$. In questo modo sono stati selezionati circa 44600 eventi, di cui 41900 ± 360 di segnale (il numero è stato determinato per mezzo di un fit del picco di massa del D^0). In figura 3.30 sono riportati i valori di θ_C misurati per le tracce

selezionate, in funzione dell'impulso; le linee continue sovrapposte corrispondono all'angolo Čerenkov aspettato nell'ipotesi di pioni e kaoni, al di sotto della linea tratteggiata sono presenti le tracce con $\theta_C - \theta_C(K) > 10$ mrad, identificate come protoni e rigettate nell'analisi finale.

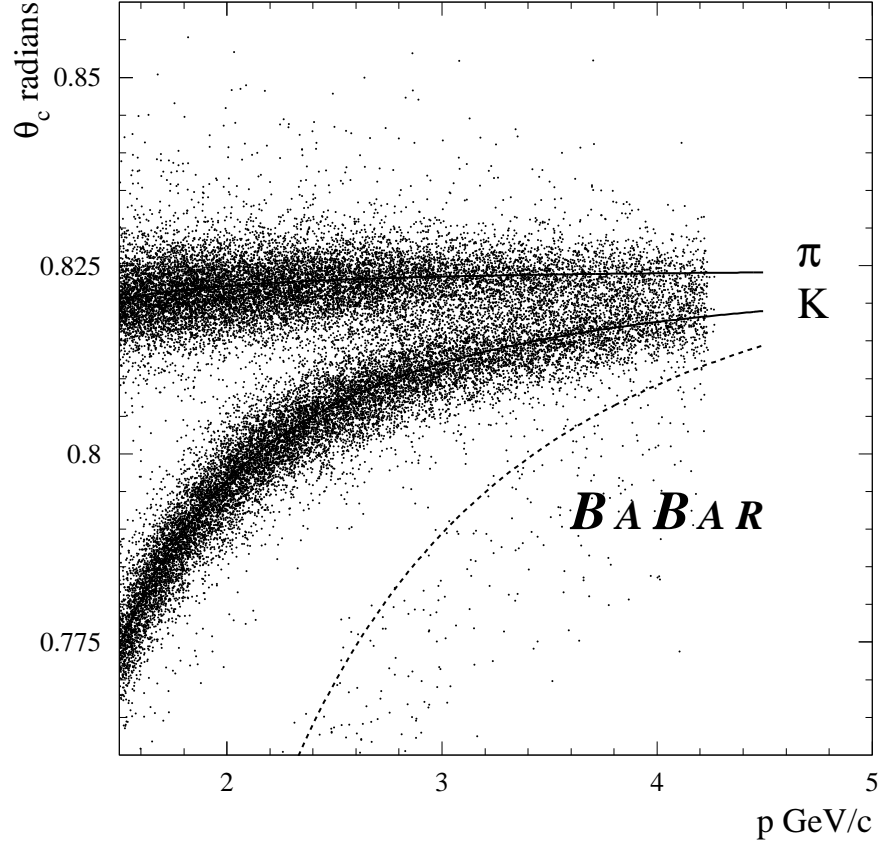


Figura 3.30: Distribuzione dell'angolo Čerenkov ricostruito in funzione dell'impulso per le tracce del campione di controllo $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+c.c.). Le linee continue rappresentano le previsioni teoriche nell'ipotesi di π e K ; i punti sotto la linea tratteggiata sono associati a tracce con $\theta_C - \theta_C(K) > 10$ mrad; tracce di questo tipo sono identificate come protoni e gli eventi corrispondenti sono scartati nel fit finale.

Il campione così ottenuto ha consentito di:

1. Valutare l'efficienza dei criteri di selezione applicati nell'analisi sulle variabili connesse con l'identificazione degli adroni carichi ($\theta_C > 0$, $N_\gamma > 5$, $\theta_C - \theta_C(p) > 10$ mrad);
2. Studiare le distribuzioni di $\theta_C(\pi)$ e $\theta_C(K)$.

Per quanto riguarda il primo punto l'efficienza dei tagli sulle variabili misurate dal DIRC è stata determinata sia sul campione di controllo ricostruito nei dati sia su un campione di eventi simulati. Le efficienze, mostrate in figura 3.31 per i kaoni e in figura 3.32 per i pioni, risultano in buon accordo tra loro in tutto il range di impulsi considerato, e ciò ha consentito di determinare l'efficienza sugli eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ direttamente dal Monte Carlo.

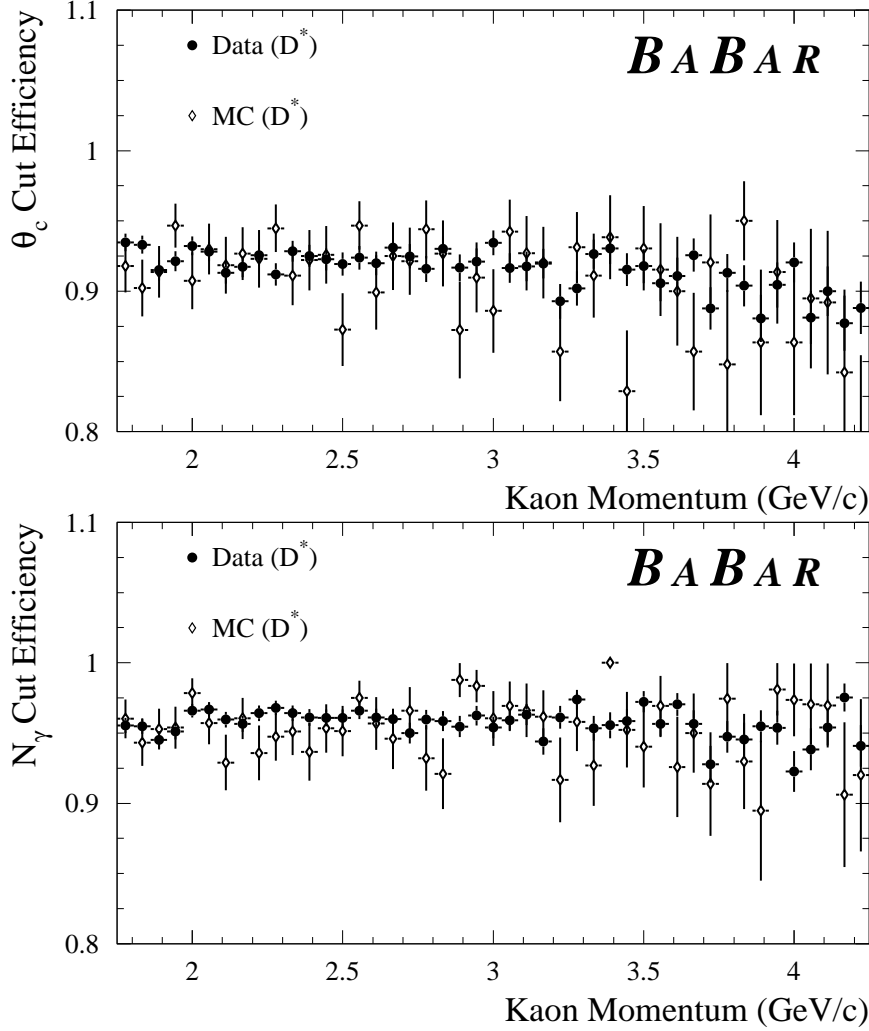


Figura 3.31: Efficienza dei criteri $\theta_C > 0$ e $N_\gamma > 5$ per i kaoni valutata sui dati (cerchi pieni) e su eventi simulati (cerchi vuoti) in funzione dell'impulso.

Per quanto riguarda il secondo punto, dopo aver applicato i tagli su θ_C e N_γ è stata studiata la distribuzione della variabile $\theta_C - \theta'_C$ dove $\theta'_C = \cos^{-1}(1/(n\beta))$ è l'angolo Čerenkov aspettato. La distribuzione è stata studiata in funzione del-

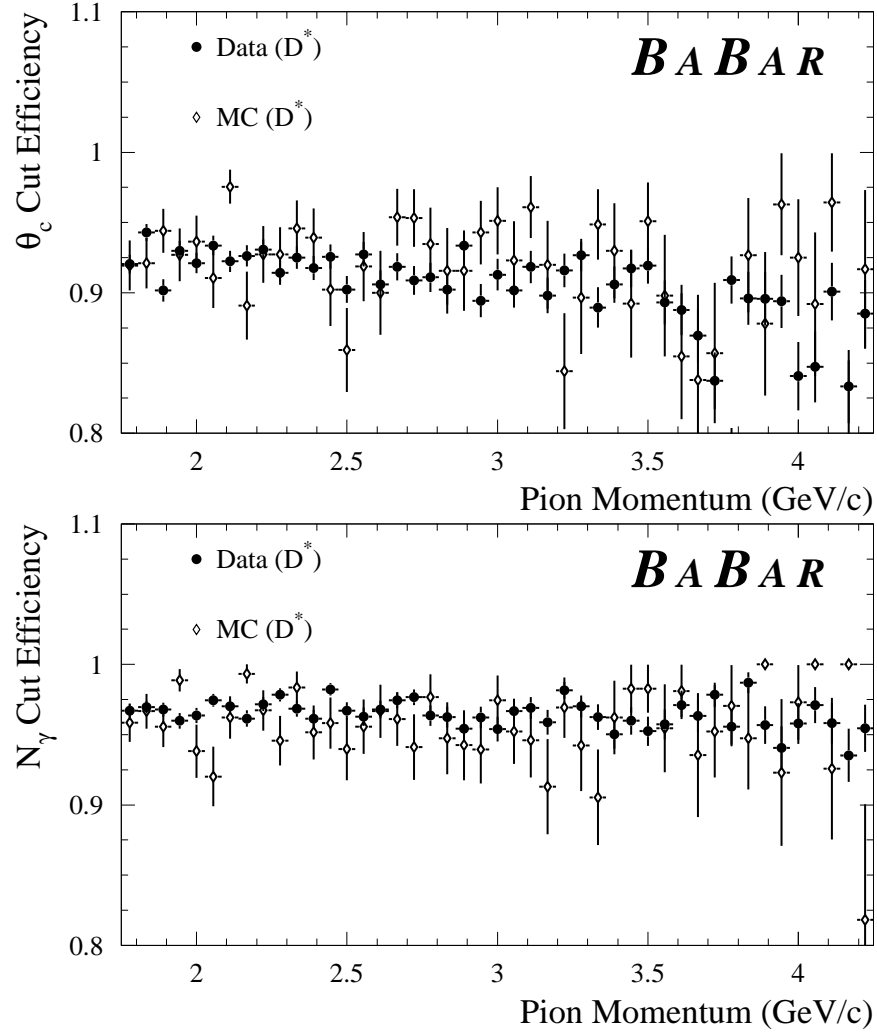


Figura 3.32: Efficienza dei criteri $\theta_C > 0$ e $N_\gamma > 5$ per pioni valutata sui dati (cerchi pieni) e su eventi simulati (cerchi vuoti) in funzione dell'impulso.

l'impulso p e dell'angolo polare θ delle tracce, poiché θ'_C dipende dall'impulso e poiché particelle con angoli polari diversi attraversano spessori diversi di materiale radiatore del DIRC e quindi la risoluzione in θ_C cambia. Si è trovato che sia per i pioni che i kaoni i dati in ogni intervallo di $\cos(\theta)$ e p sono ben rappresentati dalla somma di due gaussiane, una principale e una secondaria. La gaussiana principale ha un valore medio prossimo a 0, da cui differisce al più per 1 mrad, e una larghezza compresa tra 2.5 e 4.2 mrad (a parte le tracce in avanti o all'indietro); entrambi i parametri risultano indipendenti dalla regione di impulsi considerata e dipendono soltanto dall'angolo polare. La seconda gaussiana ha un valor medio che è spostato rispetto a quello della gaussiana

principale di un valore ben determinato, pari alla differenza media - nella regione di impulsi considerata - tra l'angolo Čerenkov aspettato nell'ipotesi di massa corretta e quello aspettato per l'altra ipotesi; la larghezza è uguale a 3 volte quella della gaussiana principale. L'area di questa seconda gaussiana è pari al 3% dell'area totale della somma delle due nel caso dei kaoni e al 2% nel caso dei pioni. La seconda gaussiana non è dovuta a tracce male ricostruite ma è da ascrivere all'algoritmo di ricostruzione del DIRC, che inizia con l'assegnare alla traccia una particolare ipotesi e introduce in questo modo un bias che si propaga fino alla misura finale di θ_C . La differenza da 0 (per quanto piccola) dei valori medi dei residui di θ_C per le tracce della gaussiana principale (quelle per cui l'ipotesi è corretta) è dovuta a ulteriori bias nel programma di ricostruzione. In figura 3.33 sono mostrati i valori medi e le larghezze delle gaussiane principali misurate sulle tracce del campione di controllo; in figura 3.34 sono presentati alcuni esempi dei fit effettuati in diversi intervalli di impulso.

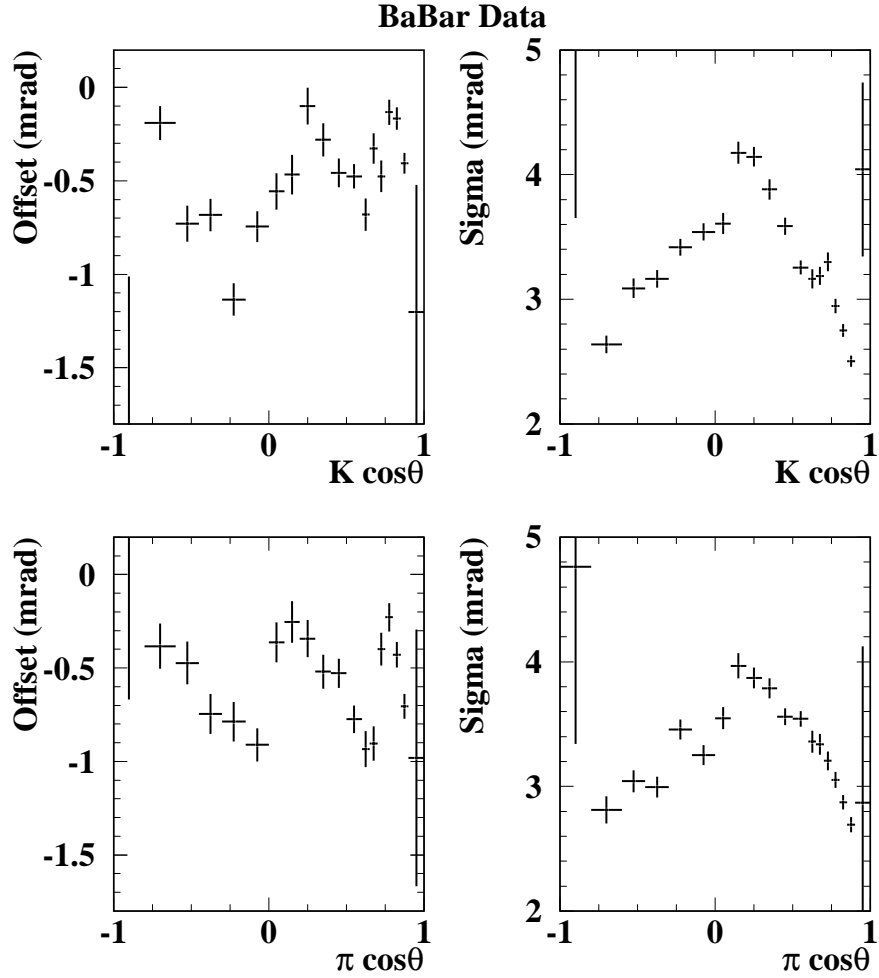


Figura 3.33: Valore medio e larghezza delle gaussiane principali, in funzione dell'angolo polare, per kaoni e pioni del campione di controllo.

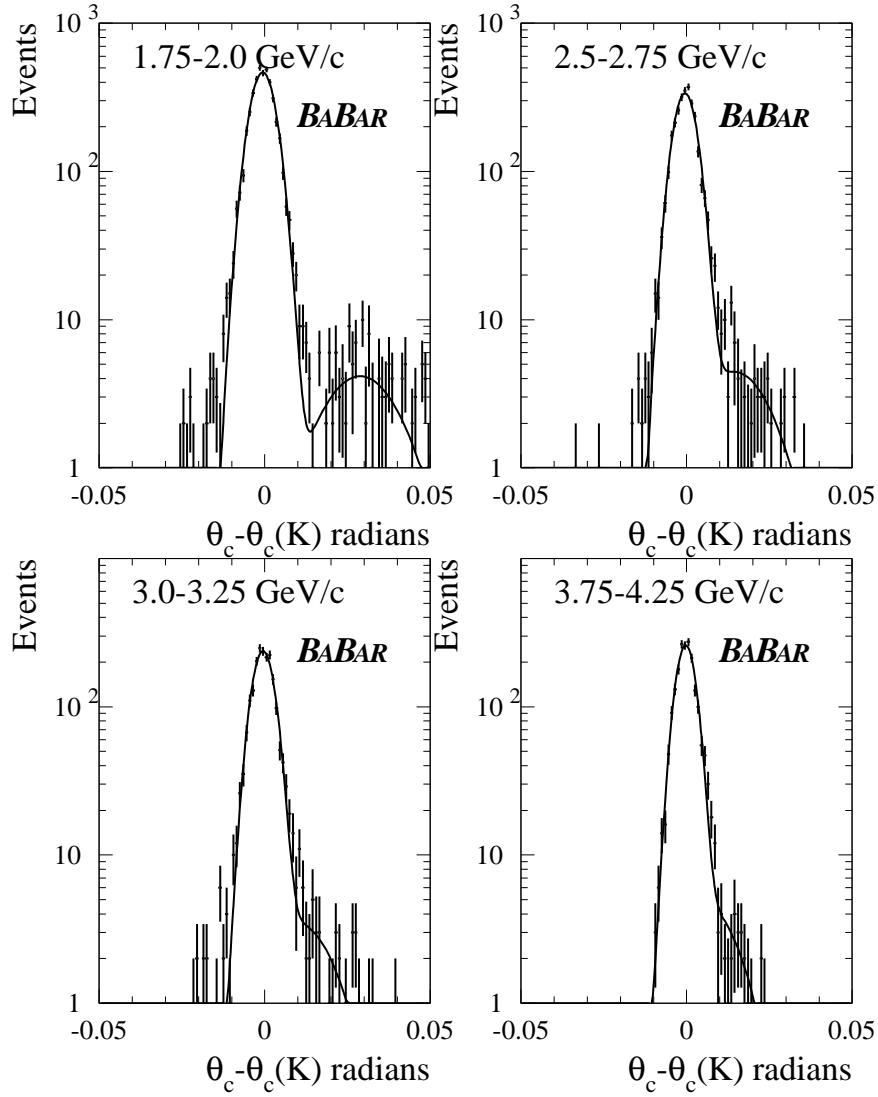


Figura 3.34: Risultato dei fit ai residui di θ_C per i kaoni del campione di controllo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in alcuni intervalli di impulso. La funzione fittata è una doppia gaussiana.

$\cos(\theta_B^*)$

In figura 3.35 è mostrata la distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per i dati on resonance delle bande laterali di ΔE . $\cos(\theta_B^*)$ è distribuito in modo casuale tra -1 e 1 , a meno di una piccola asimmetria. La funzione utilizzata per parametrizzare il fondo è un polinomio di terzo grado, $N * (1 + P1 * \cos(\theta_B^*) + P2 * \cos^2(\theta_B^*) + P3 * \cos^3(\theta_B^*))$, con piccoli coefficienti per i termini dipendenti da $\cos(\theta_B^*)$. Il risultato del fit è riportato nella stessa figura; i valori stimati dei parametri, usati nel fit finale, sono: $P1 = 0.120$, $P2 = -0.127$, $P3 = -0.311$. Analoghi fit condotti sugli eventi

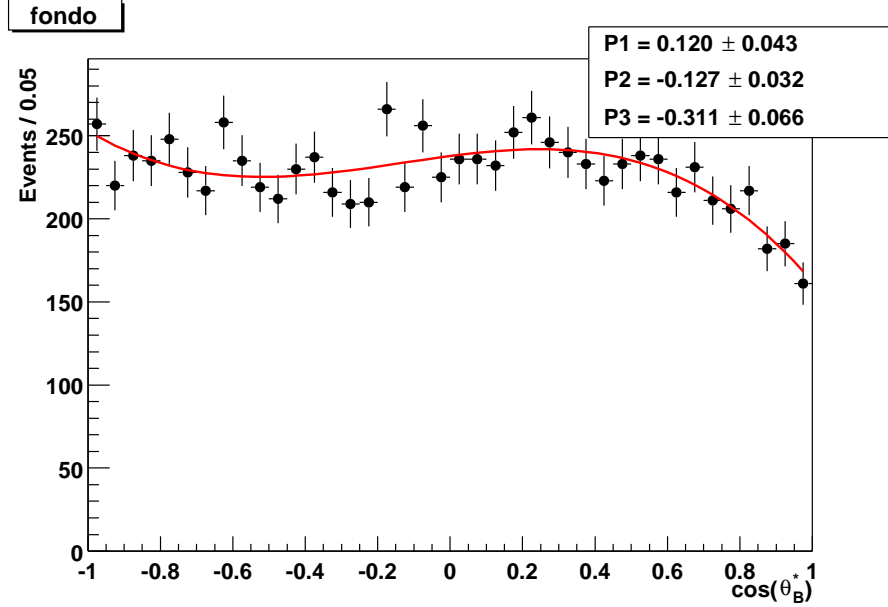


Figura 3.35: Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi on resonance nelle bande laterali di ΔE .

di fondo simulati e sui dati off resonance sono illustrati in figura 3.36, insieme alla funzione che meglio descrive i dati on resonance. L'accordo è discreto e le diverse parametrizzazioni sono state utilizzate per la valutazione degli errori sistematici. Tutti questi campioni sono stati selezionati secondo tutti i criteri descritti nei paragrafi precedenti.

Per il segnale, la distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ attesa è proporzionale a $\sin^2(\theta_B^*) = 1 - \cos^2(\theta_B^*)$. Questo è essenzialmente quanto osservato negli eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulati (figura 3.37), la cui distribuzione è stata interpolata mediante il polinomio di secondo grado $N * (1 + P2 * \cos^2(\theta_B^*))$, $P2 = -0.9978$; per gli eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$, mostrati in figura 3.38, la distribuzione è invece visibilmente asimmetrica, spostata verso i valori positivi di $\cos(\theta_B^*)$. Essa è stata fittata pertanto con un polinomio di terzo grado $N * (1 + P1 * \cos(\theta_B^*) + P2 * \cos^2(\theta_B^*) + P3 * \cos^3(\theta_B^*))$; i valori dei parametri determinati dal fit sono $P1 = 0.257$, $P2 = -0.9965$, $P3 = -0.255$. La distorsione della distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per questo canale è dovuta al fatto che i K vengono ricostruiti nell'errata ipotesi di massa del π : nel momento in cui l'impulso del candidato B viene calcolato nel centro di

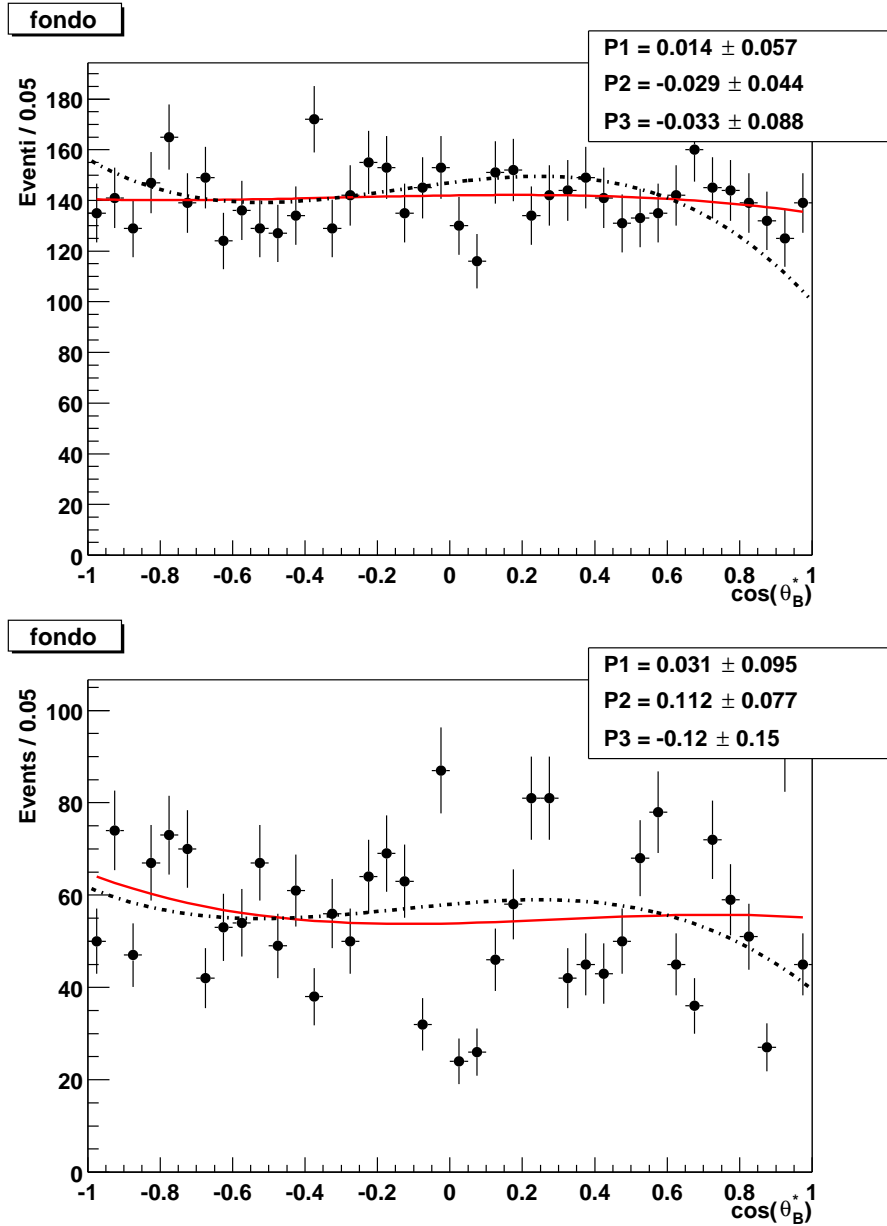


Figura 3.36: Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ in eventi simulati di continuo (sopra) e nei dati off resonance (sotto). Tutti i criteri di selezione sono stati applicati. La linea continua rappresenta il risultato del fit a questo campione, quella tratteggiata rappresenta il risultato del fit ai dati on resonance.

massa della $\Upsilon(4S)$, l'impulso trasverso rimane invariato, mentre per la componente lungo l'asse z si ha $p_z^* = \gamma(p_z - \beta E)$ e $E = E_{K_S^0} + \sqrt{m_\pi^2 + p^2} < E_{\text{vera}} = E_{K_S^0} + \sqrt{m_K^2 + p^2}$, da cui $p_z^* > p_{z,\text{vero}}^*$ e quindi $\cos(\theta_B^*) > \cos(\theta_B^*)_{\text{vero}}$. L'attendibilità del Monte Carlo è stata ancora una volta valutata sul campione

di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{ c.c.})$; il confronto, presentato in figura 3.39, mostra un accordo ottimo tra i dati reali e quelli simulati.

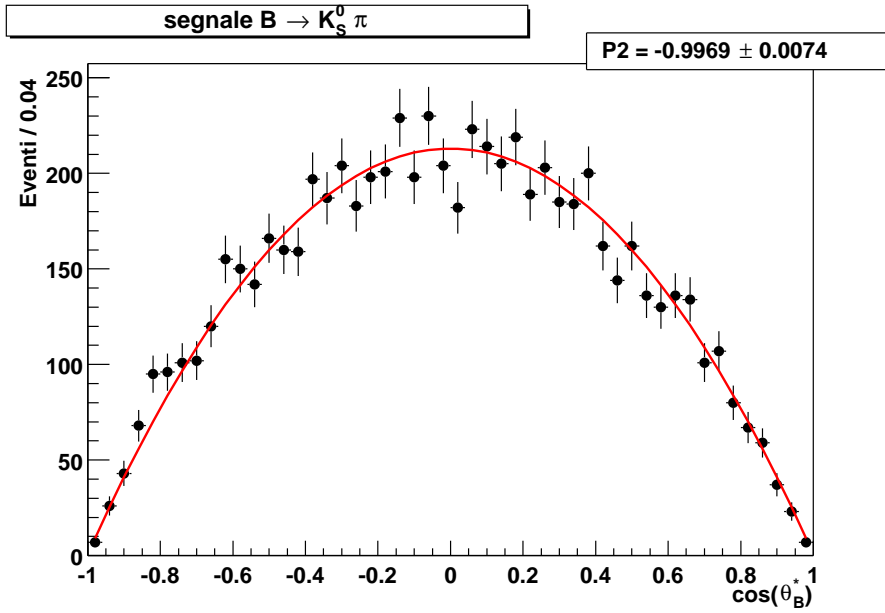


Figura 3.37: Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con un polinomio di secondo grado con il coefficiente del termine lineare posto a zero.

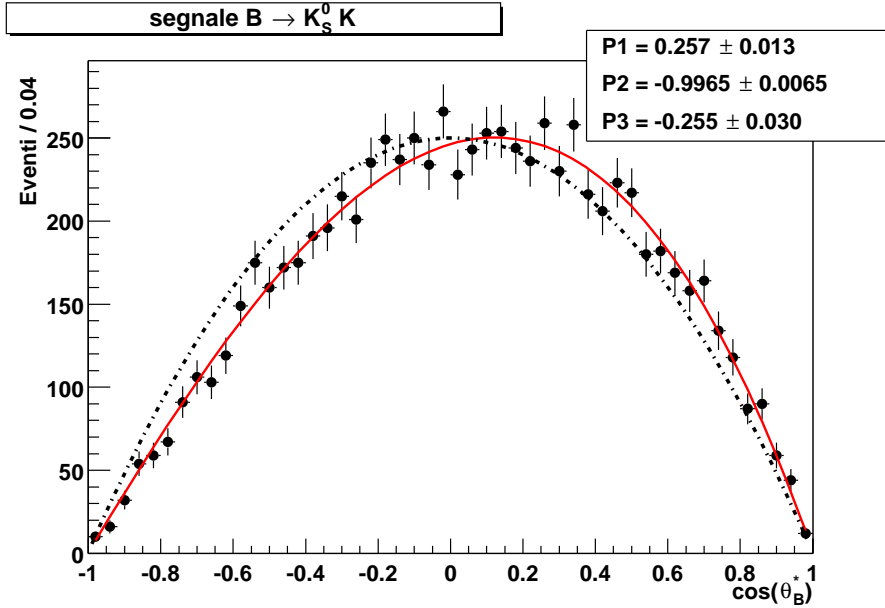


Figura 3.38: Distribuzione in $\cos(\theta_B^*)$ per eventi simulati $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati per il fit finale. La linea continua rappresenta il risultato di un fit con un polinomio di terzo grado. La linea tratteggiata rappresenta la distribuzione fittata sul campione $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulato.

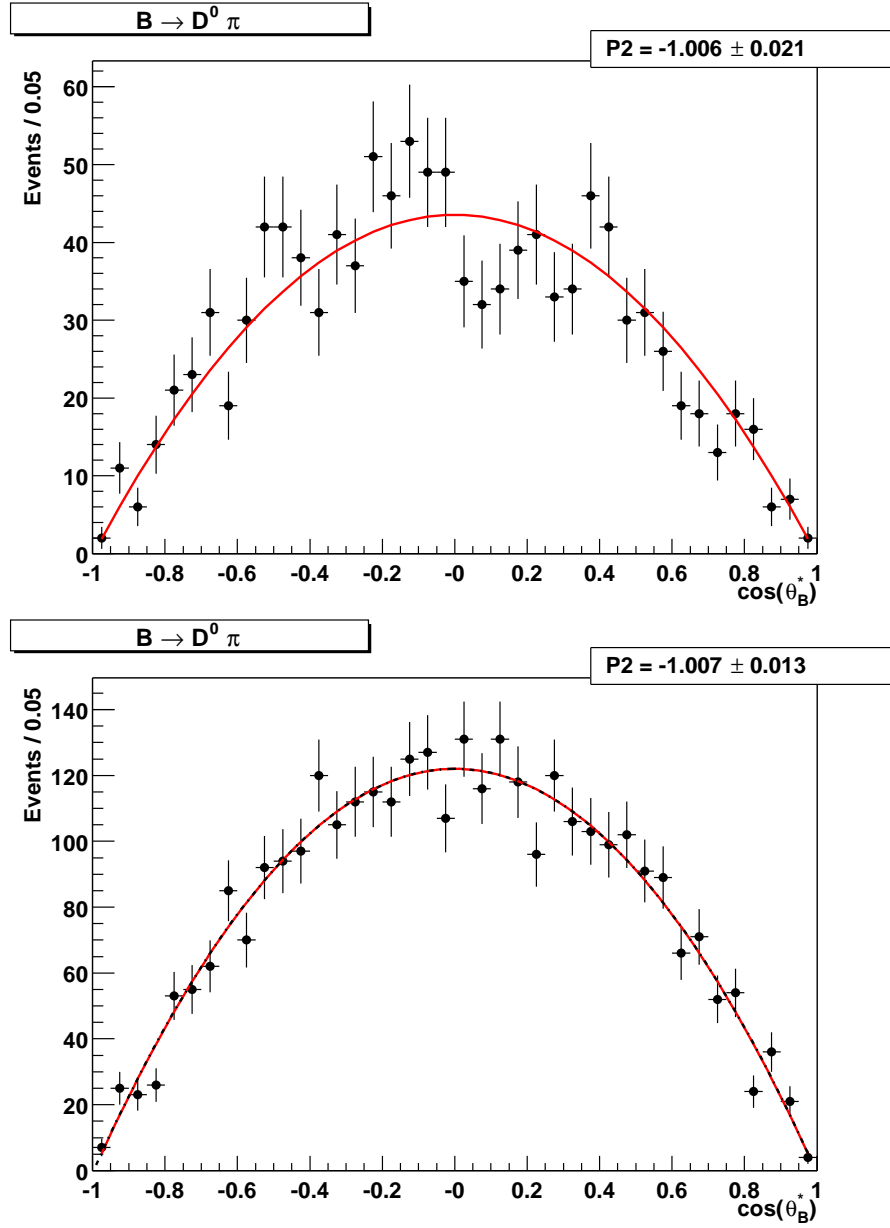


Figura 3.39: Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) ricostruiti nei dati on resonance (sopra) e simulati (sotto). La linea continua rappresenta in entrambi i casi il risultato del fit con un polinomio di secondo grado (e coefficiente del termine lineare fissato pari a 0). Nel secondo grafico la linea tratteggiata rappresenta il risultato del fit dei dati on resonance.

3.7.3 Correlazioni tra le $p.d.f.$

Nel fit di maximum likelihood le funzioni di distribuzione delle variabili sono considerate indipendenti. Questa assunzione è stata controllata sugli eventi simulati; i coefficienti di correlazione stimati:

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\left(\sum_{j=1}^n (x_j - \bar{x})^2\right) \cdot \sum_{k=1}^n (y_k - \bar{y})^2}} = \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\sqrt{(\overline{x^2} - \bar{x}^2)(\overline{y^2} - \bar{y}^2)}} \quad (3.28)$$

sono riportati in tabella 3.8.

	m_{ES}	ΔE	\mathcal{F}	$\cos(\theta_B^*)$	θ_C
m_{ES}	1.000	-0.130	-0.013	-0.028	-0.0011
ΔE	-0.130	1.000	0.0024	-0.0045	-0.011
\mathcal{F}	-0.013	0.0024	1.000	-0.019	-0.0044
$\cos(\theta_B^*)$	-0.028	-0.0045	-0.019	1.000	0.021
θ_C	-0.0011	-0.011	-0.0044	0.021	1.000

Tabella 3.8: Matrice di correlazione delle variabili utilizzate nel fit di maximum likelihood.

Ad eccezione del coefficiente di correlazione tra m_{ES} e ΔE (13%), tutti gli altri sono inferiori al 5%.

3.7.4 Risultato del fit

Il fit, condotto sui 3008 candidati selezionati nei dati on resonance secondo i criteri esposti nei paragrafi 3.4 e 3.6, ha fornito le stime del numero di eventi nei due canali di segnale e nei due canali di fondo considerati riportate in tabella 3.9. Il risultato principale è la presenza di un numero significativo (9σ) di eventi di segnale nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$. In tabella 3.10 sono riportati i coefficienti di correlazione tra i parametri stimati dal fit.

Le distribuzioni di m_{ES} , ΔE , \mathcal{F} e $\cos(\theta_B^*)$ fittate su tutto il campione sono mostrate nelle figure 3.40, 3.41, 3.42 e 3.43, insieme alle distribuzioni stimate per il fondo; il segnale è poco visibile in quanto diluito in un grande fondo, ma è possibile metterlo in evidenza selezionando gli eventi il cui il rapporto di likelihood, definito come:

$$\mathcal{L}' = \frac{\mathcal{L}_{B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm}}{\mathcal{L}_{B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm} + \mathcal{L}_{B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm} + \mathcal{L}_{\text{bkg}, \pi} + \mathcal{L}_{\text{bkg}, K}} \quad (3.29)$$

supera un certo valore: in questo modo infatti il campione risulta arricchito in eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$. In figura 3.44 e 3.45 sono mostrate le distribuzioni di m_{ES} e ΔE per un campione selezionato richiedendo $\mathcal{L}' > 0.5$; nel calcolo di \mathcal{L}' le likelihood usate per ogni canale sono il prodotto delle funzioni di distribuzione di tutte le variabili ad eccezione di quella (m_{ES} o ΔE a seconda dei casi) in esame. In queste stesse figure la linea continua sovrapposta rappresenta la proiezione del fit di maximum likelihood sulla variabile in esame, opportunamente scalata per tenere conto dell'efficienza della selezione $\mathcal{L}' > 0.5$. Questa è stata valutata

Canale	Numero di eventi
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$46.4^{+9.2}_{-8.4}$
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	$4.8^{+3.7}_{-2.6}$
fondo, $h = \pi$	1653^{+43}_{-44}
fondo, $h = K$	1304^{+40}_{-39}

Tabella 3.9: Risultati del fit di maximum likelihood.

	$N_{B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm}$	$N_{B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm}$	$N_{\text{bkg}, \pi}$	$N_{\text{bkg}, K}$
$N_{B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm}$	1.000	-0.015	-0.078	-0.002
$N_{B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm}$	-0.015	1.000	0.002	-0.036
$N_{\text{bkg}, \pi}$	-0.078	0.002	1.000	-0.127
$N_{\text{bkg}, K}$	-0.002	-0.036	-0.127	1.000

Tabella 3.10: Matrice di correlazione dei parametri stimati dal fit.

Canale	Numero di eventi
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$49.9^{+9.3}_{-8.6}$
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	0.0
fondo, $h = \pi$	1651^{+44}_{-43}
fondo, $h = K$	1307^{+39}_{-39}

 Tabella 3.11: Risultati del fit di maximum likelihood in cui il numero di eventi di segnale nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ è stato posto uguale a 0.

sul Monte Carlo per il canale di segnale e sui dati off resonance per i canali di fondo.

Il numero di eventi stimato nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ non è statisticamente significativo (\mathcal{S} è inferiore a 3σ) ed è compatibile con 0; il fit è stato quindi ripetuto fissando a 0 il numero di eventi di questo tipo. Il risultato ottenuto è mostrato in tabella 3.11; il numero di eventi stimati nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ in questo modo è compatibile entro gli errori con quello stimato in precedenza, e da esso è stato valutato il branching ratio del canale $B \rightarrow K^0 \pi$. Per il numero di eventi nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ (da cui il branching ratio per $B \rightarrow K^0 K$) si è valutato un limite superiore, al 90% di livello di confidenza, definito come quel valore N_S^0 per cui $\int_0^{N_S^0} \mathcal{L}(N_S) dN_S / \int_0^\infty \mathcal{L}(N_S) dN_S = 0.9$, dove $\mathcal{L}(N_S)$ è il valore massimo della likelihood, a N_S fissato, rispetto agli altri parametri liberi (massimizzare la likelihood, per ogni valore di N_S , in funzione degli altri parametri è una procedura conservativa per tenere conto delle correlazioni tra N_S e quelli); per esso si è trovato $N_S^0 = 12$.

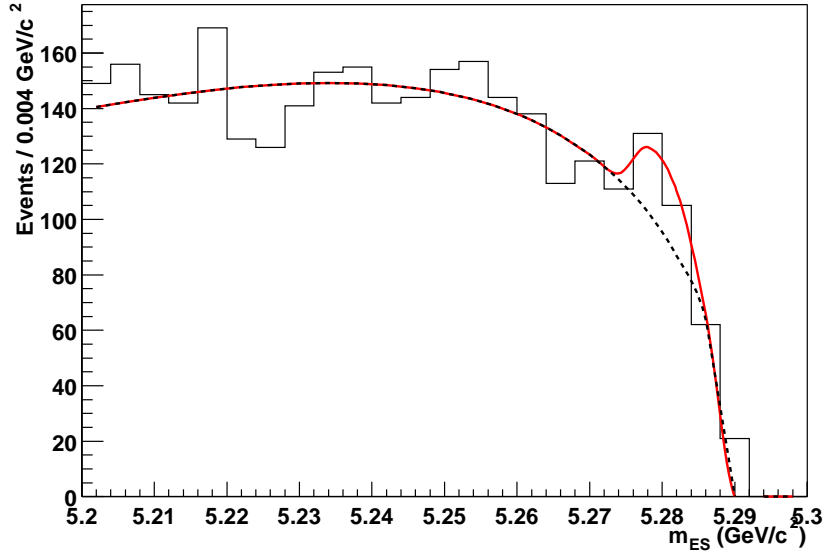


Figura 3.40: Distribuzione di m_{ES} per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance. La linea continua rappresenta il risultato del fit, quella tratteggiata sovrainposta rappresenta il contributo del fondo stimato.

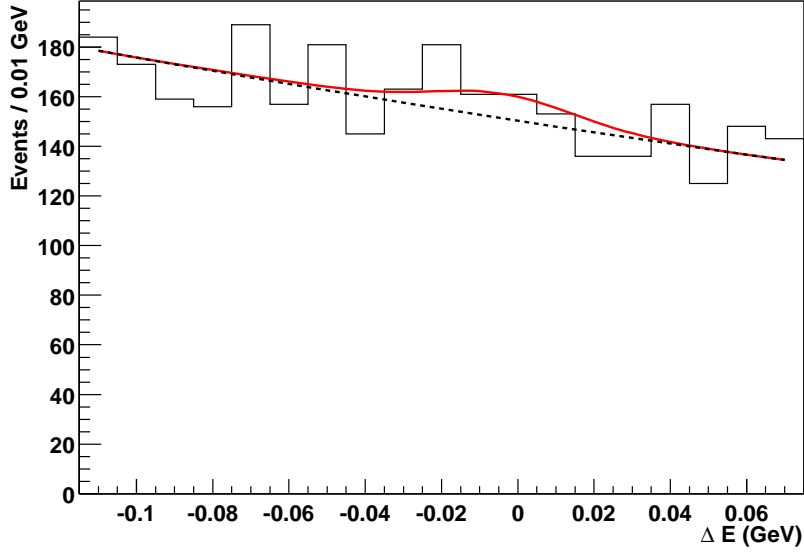


Figura 3.41: Distribuzione di ΔE per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance. La linea continua rappresenta il risultato del fit, quella tratteggiata sovrainposta rappresenta il contributo del fondo stimato.

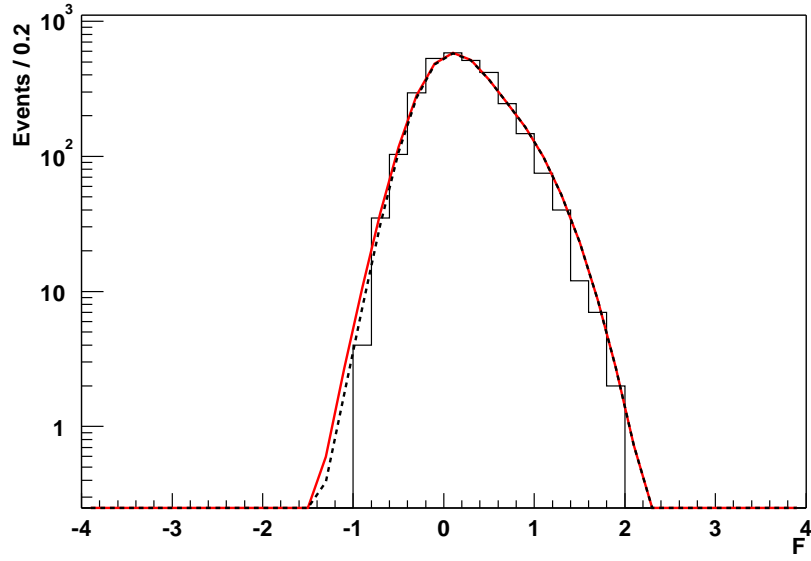


Figura 3.42: Distribuzione di \mathcal{F} per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_S^0 h^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance. La linea continua rappresenta il risultato del fit, quella tratteggiata sovrapposta rappresenta il contributo del fondo stimato.

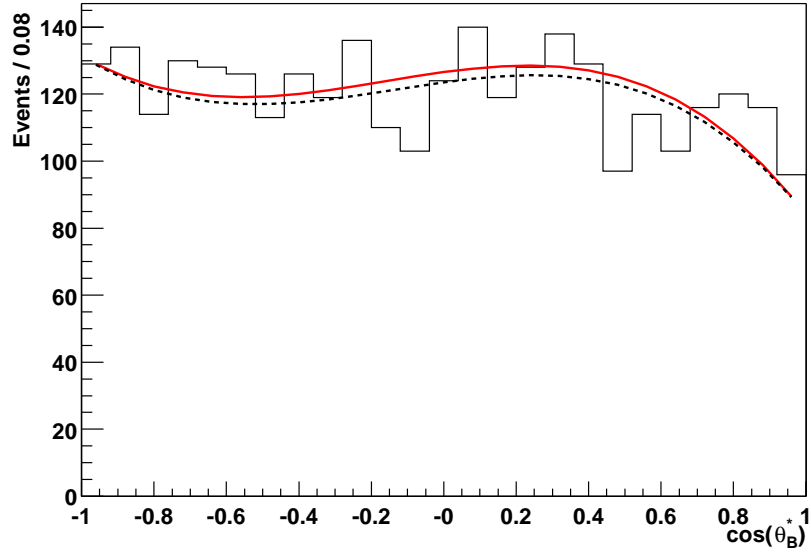


Figura 3.43: Distribuzione di $\cos(\theta_B^*)$ per tutti i candidati $B^\pm \rightarrow K_S^0 h^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) selezionati nei dati on resonance. La linea continua rappresenta il risultato del fit, quella tratteggiata sovrapposta rappresenta il contributo del fondo stimato.

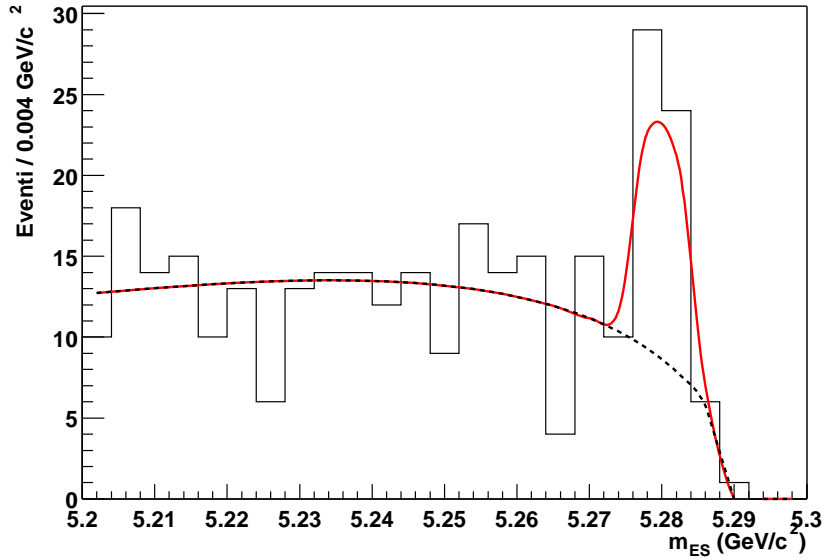


Figura 3.44: Distribuzione di m_{ES} dei candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ selezionati nei dati on resonance con un taglio ulteriore sul rapporto di likelihood (calcolato senza fare uso di m_{ES}). La linea continua rappresenta la proiezione del fit completo nella quale si è tenuto conto delle efficienze sui diversi canali della selezione effettuata.

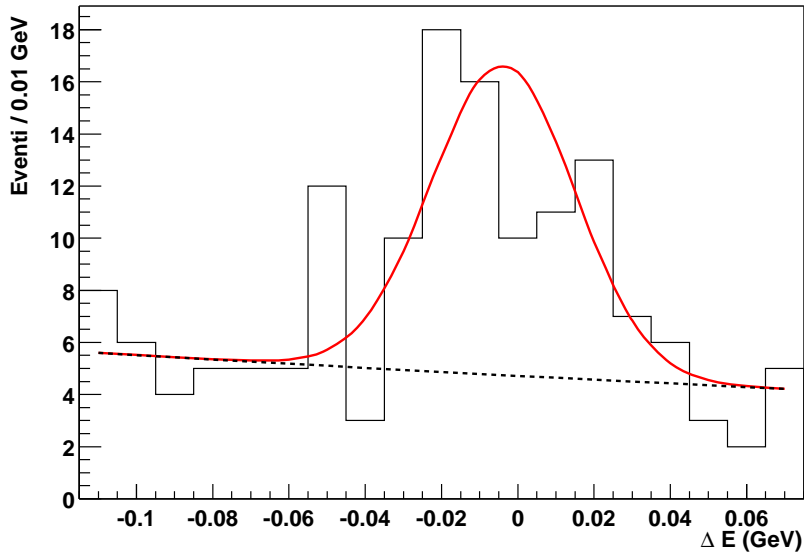


Figura 3.45: Distribuzione di ΔE dei candidati $B^\pm \rightarrow K_s^0 h^\pm$ selezionati nei dati on resonance con un taglio ulteriore sul rapporto di likelihood (calcolato senza fare uso di ΔE). La linea continua rappresenta la proiezione del fit completo nella quale si è tenuto conto delle efficienze sui diversi canali della selezione effettuata.

3.7.5 Test del programma di fit

L'affidabilità del fit è stata valutata su diversi campioni:

- 468 eventi off resonance;
- 577 eventi di fondo simulato in cui l'adrone carico è un π ;
- 416 eventi di fondo simulato in cui l'adrone carico è un K .
- 6264 eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulati;
- 7236 eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ simulati;

Tutti gli eventi sono stati selezionati secondo i criteri esposti nei paragrafi precedenti. I risultati del fit a questi campioni sono riportati nelle tabelle 3.12, 3.13, 3.14, 3.15 e 3.16; l'efficienza del fit sugli eventi di segnale è compatibile con 1 e la contaminazione dovuta al fondo è trascurabile.

Un controllo più sistematico è stato condotto per mezzo di una simulazione Monte Carlo parametrica nel modo seguente: sono stati generati 1000 campioni con statistica simile a quella ricavata dal fit ($N_{B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm} = 47$, $N_{B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm} = 0$, $N_{\text{bkg}, \pi} = 1654$, $N_{\text{bkg}, K} = 1304$); per ognuno di questi campioni il numero esatto di eventi di ogni canale è stato generato con una distribuzione poissoniana attorno al valore centrale (come mostrato in figura 3.46); per ogni campione le variabili del fit (m_{ES} , ΔE , \mathcal{F} , $\cos(\theta_B^*)$, θ_C) sono state generate a partire dalle distribuzioni di probabilità usate nel fit; il campione generato è stato fittato (fissando a zero il numero di eventi nel canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$). Nelle figure 3.47, 3.48, 3.49, e 3.50 sono mostrate le distribuzioni ottenute rispettivamente per i residui dei parametri stimati dal fit, definiti per ogni canale come la differenza $N_{\text{fit}} - N_{\text{vero}}$ tra il numero di eventi stimato dal fit e quello generato, per gli errori $\sigma_{N_{\text{fit}}}$ sui parametri restituiti dal fit, per le pull dei parametri, definite come $(N_{\text{fit}} - \langle N_{\text{vero}} \rangle) / \sigma_{N_{\text{fit}}}$, e per le correlazioni. La media dei residui e della pull per il numero di eventi nel canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ è nulla, indicando che la stima di esso restituita dal fit è priva di bias, e la larghezza della pull è vicina a 1, indicando che l'errore restituito dal fit riproduce fedelmente quello statistico.

Canale	Numero di eventi stimati
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$0.0^{+0.5}_{-0}$
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	$4.1^{+3.8}_{-3.0}$
fondo, $h = \pi$	301^{+19}_{-18}
fondo, $h = K$	163^{+15}_{-14}

Tabella 3.12: Risultati del fit di maximum likelihood su un campione selezionato di 468 candidati in eventi off resonance.

Canale	Numero di eventi stimati
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$0.0^{+0.8}_{-0.0}$
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	$0.0^{+0.8}_{-0.0}$
fondo, $h = \pi$	575^{+24}_{-24}
fondo, $h = K$	$1.8^{+3.0}_{-1.8}$

Tabella 3.13: Risultati del fit di maximum likelihood a un campione di 577 eventi di continuo simulati e sottoposti alla selezione finale. Si è richiesto che l'adrone ricostruito sia un vero π .

Canale	Numero di eventi stimati
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$0.0^{+0.5}_{-0.0}$
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	$0.0^{+2.8}_{-0.0}$
fondo, $h = \pi$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$
fondo, $h = K$	416^{+18}_{-20}

Tabella 3.14: Risultati del fit di maximum likelihood a un campione di 416 eventi di continuo simulati e sottoposti alla selezione finale. Si è richiesto che l'adrone ricostruito sia un vero K .

Canale	Numero di eventi stimati
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	6228^{+78}_{-81}
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	$10^{+4.0}_{-3.5}$
fondo, $h = \pi$	$29^{+7.4}_{-6.4}$
fondo, $h = K$	$0.0^{+1.7}_{-0.0}$

Tabella 3.15: Risultati del fit di maximum likelihood su un campione di 6264 eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati, sottoposti alla selezione finale.

Canale	Numero di eventi stimati
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	21^{+8}_{-7}
$B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$	7178^{+85}_{-85}
fondo, $h = \pi$	$0.0^{+1.7}_{-0.0}$
fondo, $h = K$	37^{+8}_{-7}

Tabella 3.16: Risultati del fit di maximum likelihood su un campione di 7236 eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) simulati, sottoposti alla selezione finale.

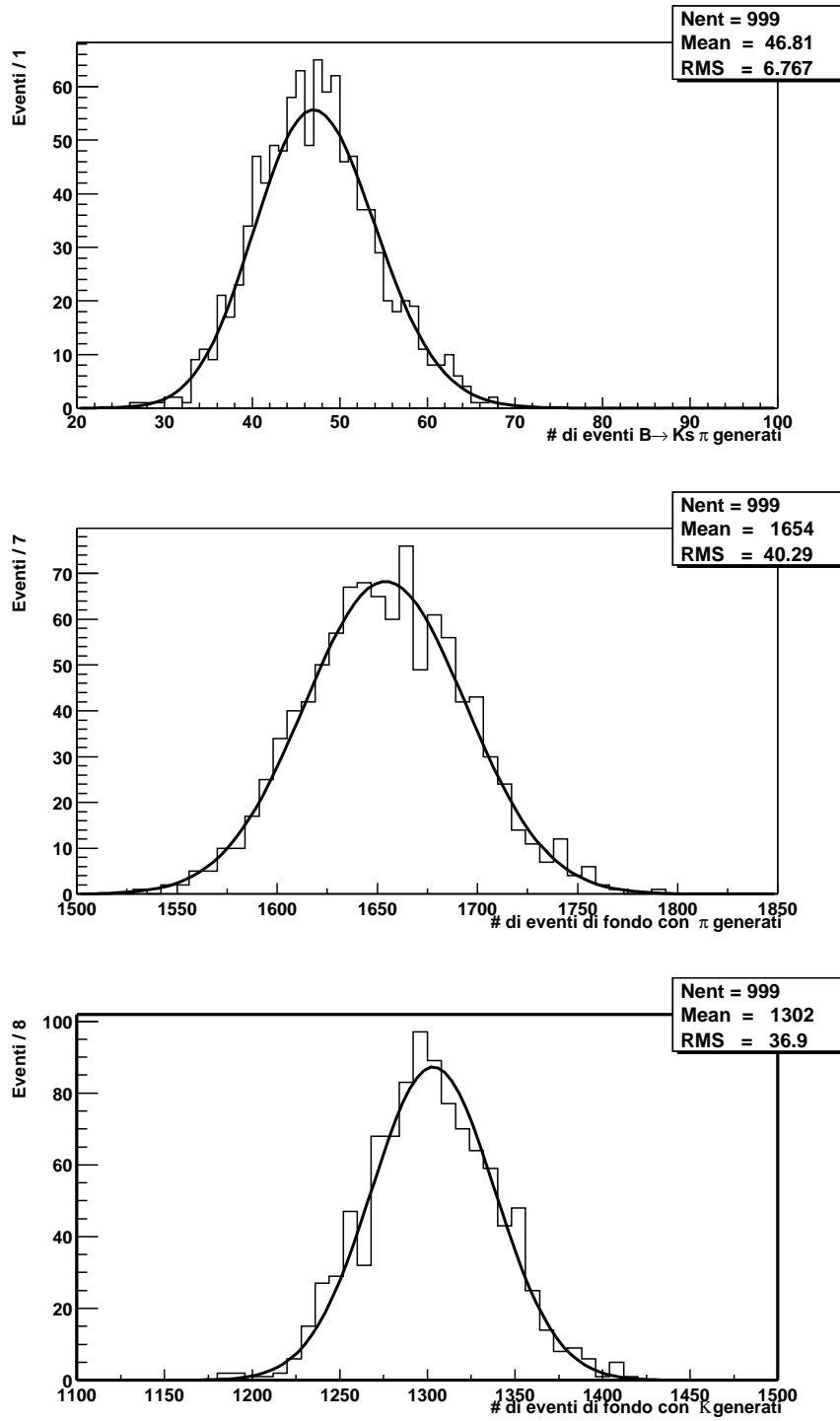


Figura 3.46: Distribuzioni del numero di eventi generato in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.

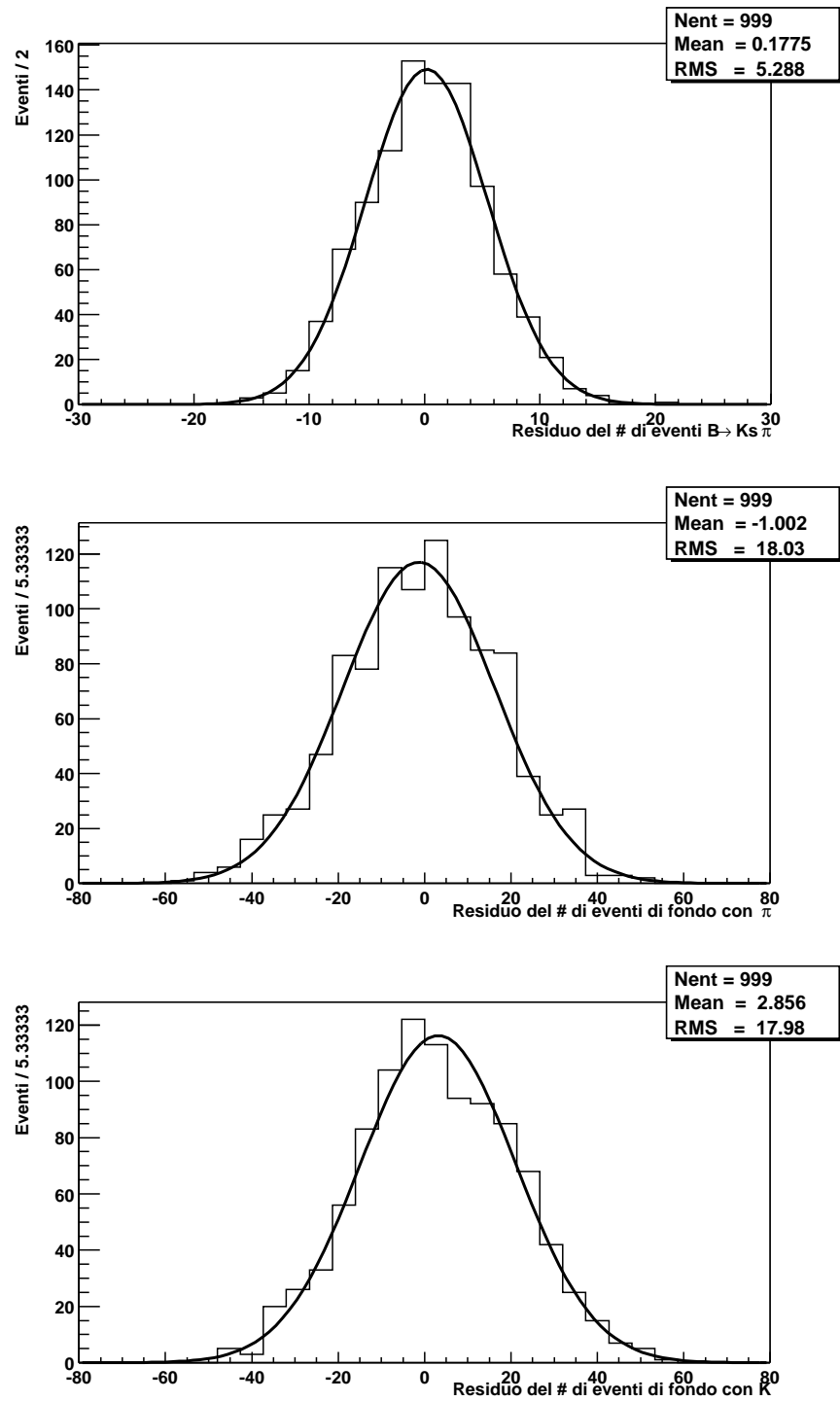


Figura 3.47: Distribuzioni dei residui del numero di eventi fittato in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.

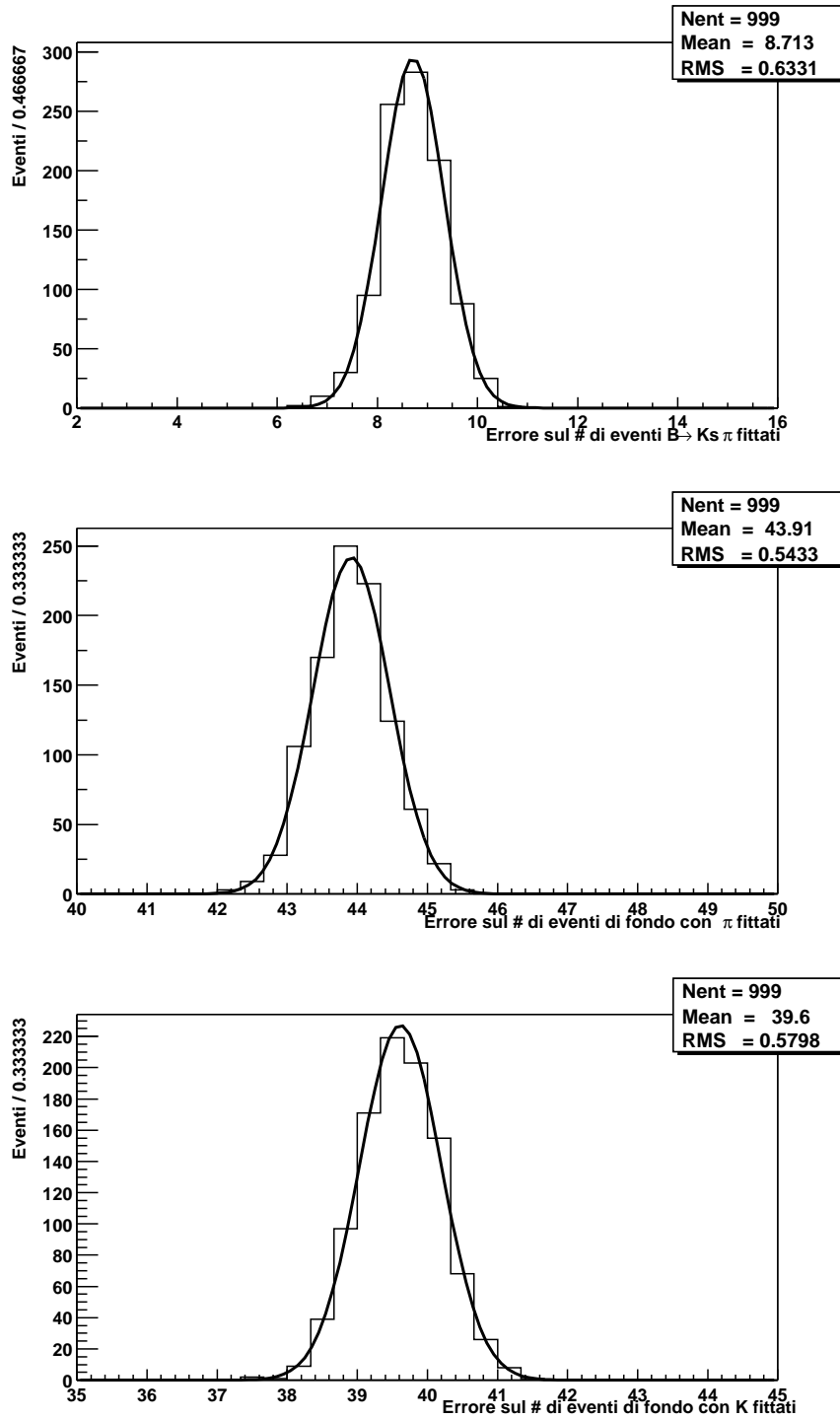


Figura 3.48: Distribuzioni dell'errore restituito dal fit sul numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.

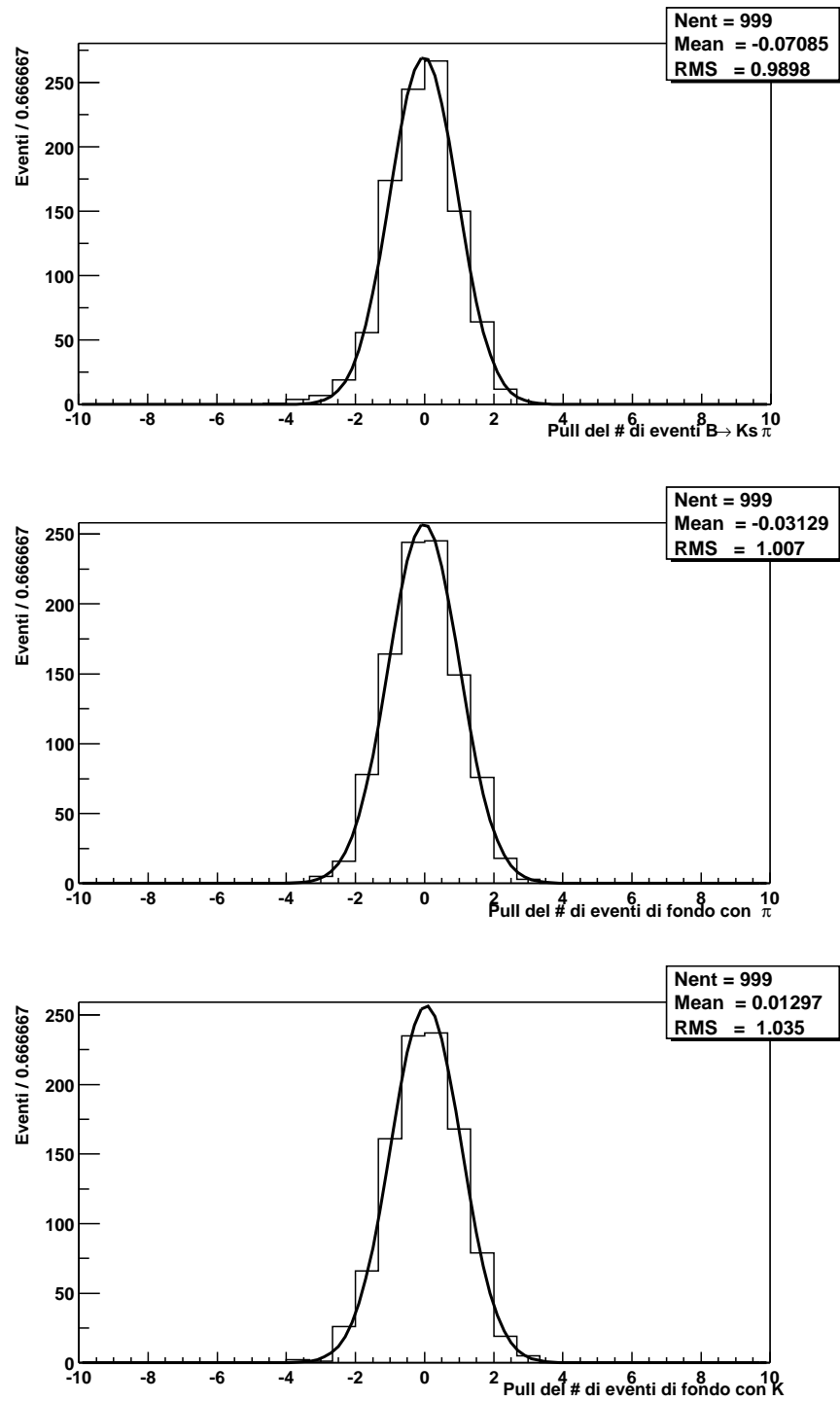


Figura 3.49: Distribuzioni delle pull del numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.

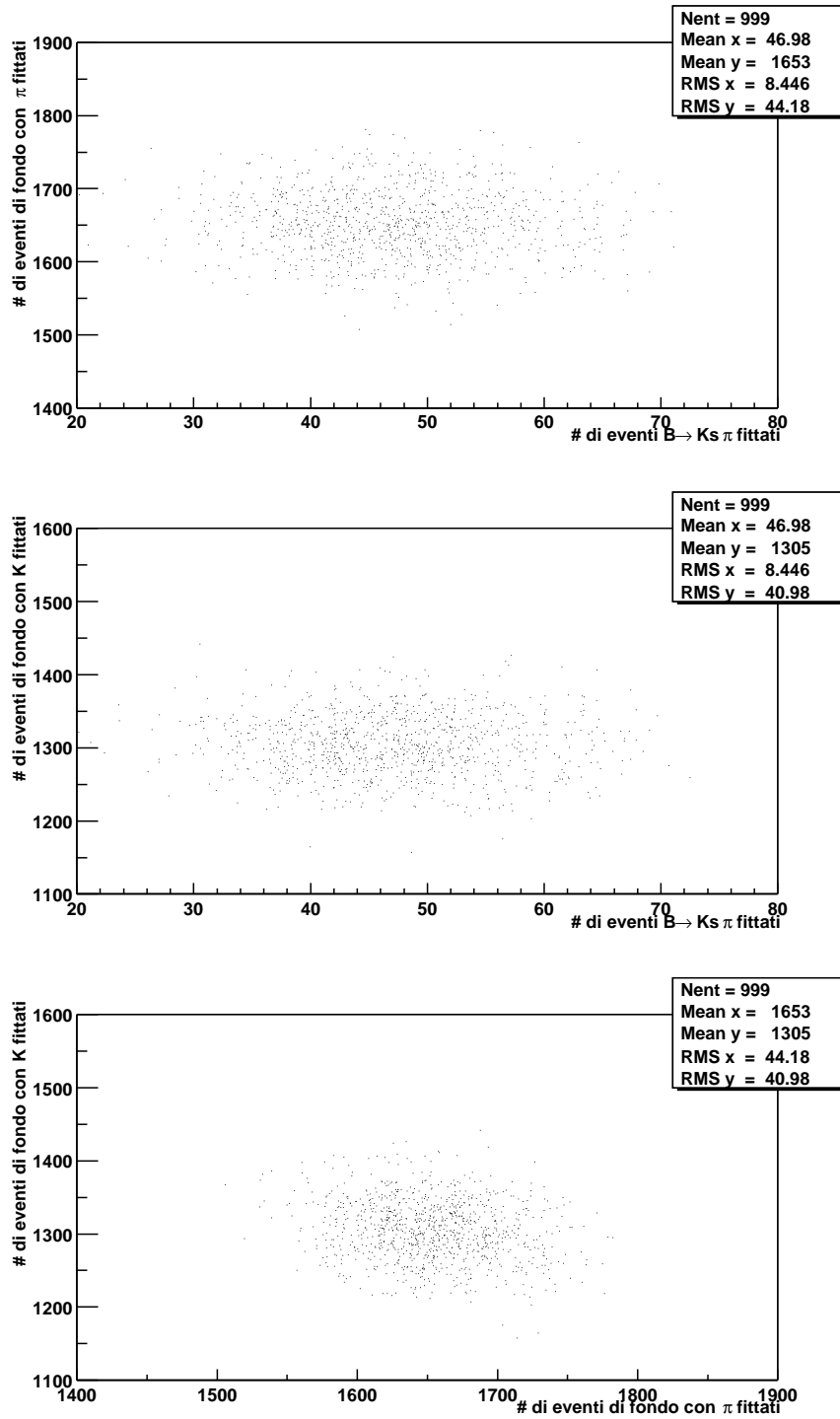


Figura 3.50: Distribuzioni delle correlazioni del numero di eventi in ogni canale nel Monte Carlo parametrico.

3.8 Incertezze sistematiche dal fit

Il numero degli eventi di segnale N_S restituito dal fit è affetto da incertezze sistematiche dovute al fatto che nel fit esso viene determinato fissando la forma e il valore dei parametri delle funzioni di distribuzione delle variabili fisiche considerate. Una conoscenza non perfetta di tali distribuzioni quindi si traduce in un'incertezza sul numero di eventi di segnale stimati. Per valutare le incertezze dovute a una non corretta parametrizzazione delle *p.d.f.* usate nel fit sono stati seguiti a seconda dei casi due metodi alternativi:

- è stata utilizzata una parametrizzazione alternativa, ricavata da un campione indipendente da quello utilizzato per estrarre la forma e i parametri della distribuzione inseriti nel fit;
- i parametri della funzione di distribuzione sono stati fatti variare all'interno della loro regione di incertezza.

In entrambi i casi il fit è stato ripetuto con la nuova parametrizzazione e la differenza tra il numero di eventi stimati in questo modo e il numero risultato dal fit con i parametri nominali è stata misurata. L'errore sistematico totale (relativo) è stato quindi determinato come somma in quadratura degli errori sistematici relativi valutati componente per componente. Di seguito sono riportate le procedure seguite caso per caso:

- m_{ES}

Per gli eventi di segnale la media e la larghezza della gaussiana con cui è stata descritta la *p.d.f.* di m_{ES} sono state variate all'interno dell'intervallo di incertezza misurato sul campione di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{ c.c.})$: $\langle m_{ES} \rangle$ in $[5.2795, 5.2805]$ GeV/ c^2 , $\sigma_{m_{ES}}$ in $[2.5, 2.7]$ MeV/ c^2 .

Per gli eventi di fondo si è deciso, in base ai risultati dei fit ai dati off resonance, ai dati simulati e a quelli on resonance nella banda laterale di m_{ES} , di far variare il parametro ξ (che descrive la pendenza della funzione ARGUS) nel range $[-28, -20]$ e il parametro m_0 (limite cinematico superiore) tra 5.28997 GeV/ c^2 e 5.29002 GeV/ c^2 .

- ΔE

Per il segnale, tenendo conto delle differenze tra quanto misurato sul campione di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{ c.c.})$ e quanto misurato sugli eventi dello stesso tipo simulati dal Monte Carlo nonché delle incertezze stimate sui parametri nel Monte Carlo e negli eventi $B^- \rightarrow D^0 \pi^- (D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (+ \text{ c.c.})$, si è deciso di far variare $\langle \Delta E \rangle$ di ± 5 MeV e $\sigma_{\Delta E}$ di ± 4 MeV rispetto ai valori nominali impiegati nel fit.

Per il fondo il fit è stato ripetuto utilizzando le parametrizzazioni alternative estratte dai dati off resonance e dagli eventi del continuo simulati.

- \mathcal{F}

Per il segnale il fit è stato ripetuto sostituendo alla distribuzione nominale (quella valutata su eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ simulati, mostrata in figura 3.27) le parametrizzazioni alternative ottenute dal campione Monte

Carlo $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$ (figura 3.28) e dal campione di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.) (figura 3.29).

Per il fondo il fit è stato eseguito sostituendo alla distribuzione nominale (figura 3.25) quella determinata sui dati off resonance e quella determinata su eventi simulati (mostrate in figura 3.26).

In entrambi i casi la scelta di usare parametrizzazioni alternative anziché far variare i parametri nel range di incertezza è praticamente obbligata dalla forte correlazione tra i 5 parametri delle 2 gaussiane.

- θ_C

L'errore sistematico associato all'incertezza della parametrizzazione delle *p.d.f.* dell'angolo Cherenkov per pioni e kaoni è stato valutato variando le risoluzioni e i valori medi di θ_C negli intervalli di incertezza riscontrati sul campione di controllo D^{*+} : ± 0.2 mrad per entrambi. È stata anche valutata l'incertezza dovuta all'area parziale del picco secondario (nominalmente 2% per i pioni e 3% per i kaoni): il fit è stato ripetuto facendo variare questa tra 1% e 5% sia per i π che per i K .

- $\cos(\theta_B^*)$

Per il segnale i parametri delle *p.d.f.* sono stati fatti variare attorno al valore nominale entro i rispettivi errori.

Per il fondo il fit è stato ripetuto usando i valori dei parametri stimati sui dati off resonance e sul Monte Carlo.

In tabella 3.17 sono riassunti tutti gli errori sistematici stimati sul numero di eventi di segnale dovuti all'incertezza nella parametrizzazione delle funzioni di distribuzione.

3.9 Determinazione dei branching ratio

Il branching ratio \mathcal{B} di un certo canale di decadimento dei mesoni B carichi (nel nostro caso $B \rightarrow K^0 \pi$ e $B \rightarrow K^0 K$) è dato, noti il numero N_{B+B^-} di decadimenti $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$, l'efficienza ϵ di ricostruzione e selezione degli eventi di segnale e il numero N_S di eventi di segnale selezionati nel campione finale (estratti in questa analisi dal fit di maximum likelihood), dalla relazione:

$$\mathcal{B} = \frac{N_S}{N_{B+B^-} \cdot \epsilon} \quad (3.30)$$

dove in ϵ va incluso anche il fattore $\mathcal{B}(K^0, \bar{K}^0 \rightarrow K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0.5 * 0.6861$. L'incertezza statistica su \mathcal{B} è ottenuta dividendo per $(N_{B+B^-} \cdot \epsilon)$ quella sul numero di eventi di segnale, restituita dal fit. L'incertezza sistematica relativa è ottenuta sommando in quadratura le incertezze sistematiche relative di N_S (valutata al paragrafo precedente), N_{B+B^-} e ϵ . Questo è quanto è stato fatto per il canale $B \rightarrow K^0 \pi$. Per il canale $B \rightarrow K^0 K$ invece si è determinato per \mathcal{B} un limite superiore, ottenuto sempre con la formula 3.30, valutato assumendo per N_S il limite superiore N_S^0 stimato dal fit; in questo caso le incertezze sistematiche su N_S , N_{B+B^-} e ϵ sono state incorporate aumentando N_S^0 e diminuendo N_{B+B^-} e ϵ dei rispettivi errori sistematici. Nel seguito del paragrafo vengono descritte

Parametro/i	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$
$\langle m_{ES} \rangle$	+1.9 -3.6	+2.0 -2.3
σm_{ES}	+0.7 -1.5	+0.6 -1.3
ξ	+2.9 -4.7	+4.1 -5.8
m_0	+0.0 -0.5	+0.0 -0.6
$\langle \Delta E \rangle$	+2.7 -0.7	+5.1 -3.2
$\sigma \Delta E$	+5.9 -7.5	+7.9 -5.8
$\Delta E(\text{fondo})$	± 0.9	± 0.2
$\mathcal{F}(\text{segnale})$	+2.1 -0.0	+3.9 -0.0
$\mathcal{F}(\text{fondo})$	+4.2 -2.4	+5.9 -0.6
θ_C	± 1.2	+2.3 -3.3
$\cos(\theta_B^*)(\text{segnale})$	± 0.2	± 0.1
$\cos(\theta_B^*)(\text{fondo})$	+0.8 -0.0	+3.4 -0.0
Incertezza totale	+8.9 -10.1	+12.8 -9.8

Tabella 3.17: Riassunto delle incertezze sistematiche (%) legate alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione di probabilità delle variabili usate nel fit di maximum likelihood.

le modalità seguite per valutare le incertezze su $N_{B^+B^-}$ e ϵ , il loro valore stimato e infine i branching ratio misurati per i due canali in esame.

L'incertezza sistematica sul numero di mesoni B è stata valutata dal gruppo di analisi di *BABAR* che si occupa di questo tipo di misure (luminosità, numero di $\Upsilon(4S)$ prodotte) e la descrizione completa di questo procedimento è riportata in [43]. In sintesi, il numero di $\Upsilon(4S)$ prodotte nei dati on resonance viene determinato a partire dalla differenza tra il numero totale di eventi adronici selezionati con opportuni criteri e il numero totale di eventi adronici da quark leggeri (valutato come il prodotto degli eventi dimuonici dei dati on resonance per il rapporto tra gli eventi adronici e quelli dimuonici misurato nei dati off resonance) che passano gli stessi criteri di selezione (il numero di $\Upsilon(4S)$ è dato dal rapporto tra questa differenza e l'efficienza dei criteri di selezione per eventi $B\bar{B}$). L'incertezza sistematica relativa misurata, 1.6%, tiene conto di vari contributi, legati a: efficienze dei tagli per la selezione degli eventi dimuonici e di quelli adronici, efficienza di ricostruzione e degli algoritmi di vertexing, fattore di correzione $N_{q\bar{q}}/N_{\mu^+\mu^-}$ per la stima del fondo da $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$).

Per quanto riguarda l'errore sistematico su ϵ , esso è stato valutato come la somma in quadratura delle incertezze dovute alle seguenti cause:

- branching ratio del processo $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: per questa incertezza si è usato il rapporto tra l'errore e il valore medio riportati in [9], pari a 0.4%.
- efficienze dei criteri di selezione dovuta alla statistica limitata del Monte Carlo: le efficienze valutate sul Monte Carlo sono affette da un'incertezza legata a fluttuazioni di tipo statistico. Se N è il numero di candidati in un

campione e ϵ è il valor medio dell'efficienza di un certo criterio di selezione, allora la distribuzione del numero di eventi che soddisfano quel criterio è una binomiale con media $N\epsilon$ e varianza $N\epsilon(1 - \epsilon)$. L'errore relativo sull'efficienza è quindi $\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon} = \sqrt{\frac{1-\epsilon}{N\epsilon}}$. Sui campioni in esame si è stimata un'incertezza di 1.0% e 0.9% rispettivamente per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$.

- efficienza della selezione multiadronica. Essa è principalmente dovuta alla richiesta che ci siano almeno tre tracce cariche ben ricostruite nella drift chamber (i criteri esatti sono quelli esposti al paragrafo 3.4; come si è detto al paragrafo 3.6.5 c'è una certa discrepanza tra l'efficienza valutata sui dati reali e quella simulata per tracce di questo tipo). L'errore è stato determinato sul Monte Carlo facendo variare il numero minimo di tracce richieste tra 2 e 4. Con lo stesso procedimento è stato controllato che l'incertezza dovuta al taglio su R_2 e \mathcal{S} è trascurabile. Il valore stimato per questa incertezza è pari a 3.0%.
- efficienza di ricostruzione e di selezione del K_s^0 . Il contributo all'incertezza sistematica dovuto all'efficienza di ricostruzione dei K_s^0 è già stato discusso nel paragrafo 3.6.5 e ammonta a 4.0% per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e a 3.7% per il canale $B^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$. A questo vanno aggiunti contributi minori dovuti ai criteri di selezione sulla massa (0.5%), sulla significatività del tempo proprio di decadimento (0.4%) e sulla direzione di volo (0.6%). Questi sono stati ottenuti confrontando l'efficienza valutata sul Monte Carlo e quella misurata su un campione di controllo $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ (+c.c.)$, selezionato richiedendo $|m(K_s^0 \pi) - 1.8693 \text{ GeV}/c^2| < 3\sigma$, $p^*(D^+) > 2.5 \text{ GeV}/c$, $p(K_s^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$ e $p(\pi) > 0.5 \text{ GeV}/c$, oltre ai soliti criteri di qualità per la ricostruzione della traccia del π .
- efficienza di ricostruzione e selezione dell'adrone carico. L'incertezza dovuta alla ricostruzione e ai tagli sulla qualità dell'adrone carico è stata valutata al paragrafo 3.6.5. Vi è poi un contributo dovuto ai tagli effettuati su θ_C e N_γ : quanto osservato sul campione di controllo ($D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$), mostrato nelle figure 3.31 e 3.32, suggerisce una discrepanza contenuta entro il 2.0% per il primo criterio e entro 1.5% per il secondo, per un totale (in quadratura) di 2.5%. Rispetto a questo i contributi dovuti ai tagli introdotti per il veto degli elettroni e dei protoni sono trascurabili.
- ricostruzione del vertice del B . Come riportato in [40] dati e Monte Carlo sono in accordo nello stimare per gli algoritmi di vertexing del B di *BABAR* un'efficienza di $(96.0 \pm 0.2)\%$. Si è quindi assunta un'incertezza relativa pari a 0.2% per questo contributo.
- taglio in ΔE . Una stima conservativa di questa incertezza è stata ottenuta variando sia il valore minimo che quello massimo di ΔE di $\pm 15 \text{ MeV}$.
- taglio in $|\cos(\theta_T)|$. Essa è stata valutata sul Monte Carlo studiando la variazione del numero di eventi selezionati al variare della posizione del taglio di $\pm 2\%$ rispetto al valore nominale. L'incertezza così stimata è pari a 2.7%. Un controllo è stato fatto valutando la discrepanza tra dati

Origine	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$
Numero di mesoni B	$\pm 1.6\%$	$\pm 1.6\%$
Efficienze		
$\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$\pm 0.4\%$	$\pm 0.4\%$
Statistica del Monte Carlo	$\pm 1.0\%$	$\pm 0.9\%$
Selezione multiadronica	$\pm 3.0\%$	$\pm 3.0\%$
Tracking dell'adrone carico	$\pm 1.2\%$	$\pm 1.2\%$
PID dell'adrone carico	$\pm 2.5\%$	$\pm 2.5\%$
Ricostruzione e selezione del K_S^0	$\pm 4.2\%$	$\pm 3.9\%$
Ricostruzione del B	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.2\%$
Taglio su ΔE	$\pm 0.8\%$	$\pm 0.8\%$
Taglio su $ \cos(\theta_T) $	$\pm 2.0\%$	$\pm 2.0\%$
Totale	$\pm 6.5\%$	$\pm 6.3\%$

Tabella 3.18: Riassunto delle incertezze sistematiche sui branching ratio (%) legate alla selezione degli eventi.

e Monte Carlo dell'efficienza di un taglio su $|\cos(\theta_T)|$ nel campione di controllo $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) (+ c.c.); in questo caso si è trovato un valore di poco inferiore.

Le altre sistematiche (efficienza del trigger e della selezione in m_{ES}) sono trascurabili. Il riassunto delle incertezze di questo tipo valutate è fornito in tabella 3.18.

Sommando in quadratura le incertezze sistematiche dovute alle parametrizzazioni delle $p.d.f.$ e quelle legate ai criteri di selezione degli eventi e al numero di mesoni B iniziali si è giunti alla seguente stima per l'incertezza sistematica relativa totale sul valore finale del branching ratio $\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi)$: $\sigma_{\mathcal{B}}/\mathcal{B} = {}^{+11.0\%}_{-12.0\%}$ (sist.). Mettendo insieme questa informazione, il numero stimato di coppie di mesoni B carichi (22.56×10^6), il valor medio dell'efficienza di ricostruzione e selezione degli eventi di segnale (13.8%) e il numero di eventi di segnale stimati dal fit finale sul campione selezionato ($49.9^{+9.3}_{-8.6}$), il branching ratio misurato per il canale $B \rightarrow K^0 \pi$ è quindi:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi) = (16.0^{+3.2}_{-2.9}(\text{stat.})^{+1.8}_{-1.9}(\text{sist.})) \times 10^{-6} \quad (3.31)$$

Per il canale $B \rightarrow K^0 K$ come detto il limite superiore per \mathcal{B} è stato valutato aumentando il limite superiore per il numero di eventi di segnale (12) del suo errore sistematico (1.7) e diminuendo il numero di coppie di mesoni B carichi e l'efficienza in modo analogo; quindi $N_S^0=13.7$, $N_{B+B^-} = 22.20 \times 10^6$ e $\epsilon = 12.6\%$, da cui:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 K) < 4.9 \times 10^{-6} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (3.32)$$

3.10 Ricerca di asimmetrie indotte dalla violazione diretta di CP

Dividendo il campione selezionato per il fit in due sottocampioni indipendenti distinti per la carica del mesone B ricostruito e eseguendo fit separati per ciascuno dei due è stato possibile stimare il numero di eventi di segnale in ognuno dei due casi. Il risultato è mostrato in tabella 3.19.

Canale	Numero di eventi stimato
$K_S^0 \pi^+$	$27.7^{+6.9}_{-6.1}$
$K_S^0 \pi^-$	$18.0^{+6.3}_{-5.4}$
$K_S^0 K^+$	$2.0^{+2.4}_{-1.4}$
$K_S^0 K^-$	$3.0^{+3.1}_{-1.9}$

Tabella 3.19: Risultati del fit di maximum likelihood al campione finale, suddiviso in due sottocampioni a seconda della carica del candidato B ricostruito.

A partire da questi risultati si possono calcolare le asimmetrie:

$$A = (N_{\bar{f}} - N_f) / (N_{\bar{f}} + N_f) \quad (3.33)$$

dove N_f ($N_{\bar{f}}$) è il numero di eventi nel modo $B \rightarrow f$ ($\bar{B} \rightarrow \bar{f}$). Nel nostro caso $B = B^+$ e $f = K^0 \pi^+$, $\bar{B} = B^-$ e $\bar{f} = \bar{K}^0 K^+$ e le asimmetrie sono date da:

$$A(K^0 \pi) = (N_{\bar{K}^0 \pi^-} - N_{K^0 \pi^+}) / (N_{\bar{K}^0 \pi^-} + N_{K^0 \pi^+}) \quad (3.34)$$

$$A(K^0 K) = (N_{K^0 K^-} - N_{\bar{K}^0 K^+}) / (N_{K^0 K^-} + N_{\bar{K}^0 K^+}) \quad (3.35)$$

Poiché $\mathcal{B}(K^0 \rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \mathcal{B}(\bar{K}^0 \rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ allora le asimmetrie si riscrivono in modo equivalente in termini del numero degli eventi che effettivamente sono stati ricostruiti, $N_{K_S^0 \pi^+}$ ($= N(B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$), $N_{K_S^0 \pi^-}$, $N_{K_S^0 K^+}$, $N_{K_S^0 K^-}$:

$$A(K^0 \pi) = (N_{K_S^0 \pi^-} - N_{K_S^0 \pi^+}) / (N_{K_S^0 \pi^-} + N_{K_S^0 \pi^+}) \quad (3.36)$$

$$A(K^0 K) = (N_{K_S^0 K^-} - N_{K_S^0 K^+}) / (N_{K_S^0 K^-} + N_{K_S^0 K^+}) \quad (3.37)$$

Inserendo in questa formula i numeri ricavati dal fit si ottiene:

$$A(K^0 \pi) = -0.21 \pm 0.19(\text{stat.})$$

$$A(K^0 K) = -0.20 \pm 0.62(\text{stat.})$$

Entrambe le asimmetrie misurate sono compatibili con 0 e non sono statisticamente significative; nel primo caso si può comunque ragionevolmente concludere che sono improbabili valori elevati di $A(K^0 \pi)$. Ripetendo il fit fissando a 0 il numero di eventi nel canale $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$, come effettuato in precedenza, il valore trovato per $A(K^0 \pi)$ è:

$$A(K^0 \pi) = -0.19 \pm 0.19(\text{stat.})$$

Nel calcolo delle asimmetrie è stata trascurata una possibile dipendenza dall'efficienza di ricostruzione e selezione dei candidati in base alla loro carica: se infatti questa avesse un valore ϵ_+ per il decadimento del B^+ e uno diverso ϵ_- per il decadimento del B^- allora la vera asimmetria sarebbe:

$$A_{\text{vera}} = (N_-/\epsilon_- - N_+/\epsilon_+)/(N_-/\epsilon_- + N_+/\epsilon_+); \quad (3.38)$$

qualora, come supposto, $\epsilon_+ = \epsilon_-$ allora l'espressione dell'asimmetria si riduce a quella utilizzata:

$$A_{\text{vera}} = (N_- - N_+)/(N_- + N_+) \quad (3.39)$$

In *BABAR* studi accurati condotti sui decadimenti dei mesoni carichi D e D_s in canali $K_S^0\pi$ e K_S^0K [44] hanno mostrato che le efficienze di tracking e di identificazione delle particelle cariche a livello sono le stesse, per cariche di segno opposto, entro l'1.9% per i kaoni e lo 0.8% per i pioni. Nessuna asimmetria di carica è presente nel Monte Carlo: per il canale $B^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$ l'asimmetria della ricostruzione - inclusa la selezione dell'adrone carico in base ai criteri di qualità esposti al paragrafo 3.6.4 - degli eventi di segnale è $-0.005 \pm 0.009(\text{stat})$ e l'asimmetria della selezione finale, dopo aver applicato anche i tagli sulle variabili per l'identificazione delle particelle, è $-0.012 \pm 0.011(\text{stat})$. Infine, nel fit dei campioni con carica definita, nessuna asimmetria di carica significativa è stata osservata negli eventi stimati di fondo, 825 ± 31 contro 826 ± 31 per il fondo con pioni e 660 ± 28 e 646 ± 28 per quello con kaoni. In conclusione il valore centrale dell'asimmetria misurata $A(K^0\pi)$ non è stato modificato, ma gli è stata attribuita un'incertezza sistematica di 0.02.

In vista di misure future - nelle quali si potrà disporre di un campione molto maggiore e quindi ridurre significativamente l'errore statistico, che in questa analisi è dello stesso ordine di grandezza della quantità da misurare - è stato valutato anche l'altro contributo all'incertezza sistematica sulle asimmetrie misurate, quello dovuto alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione impiegate nel fit. Questo studio è stato condotto in dettaglio per $A(K^0\pi)$ ma ci si aspetta risultati simili per $A(K^0K)$; le incertezze sono state valutate eseguendo fit ai campioni di carica definita variando le *p.d.f.* secondo lo stesso procedimento illustrato al paragrafo 3.9 per la stima dei sistematici associati ai branching ratio misurati. In tabella 3.20 sono riportati i risultati ottenuti.

In conclusione, sommando in quadratura tutti gli errori sistematici, il valore finale misurato per l'asimmetria di CP per i decadimenti $B \rightarrow K^0\pi$ è:

$$A(K^0\pi) = -0.19 \pm 0.19(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{sist.}). \quad (3.40)$$

Parametro/i	Incertezza sistematica relativa (%) su $A(K^0\pi)$
$\langle m_{\text{ES}} \rangle$	$+14$ -10
σm_{ES}	$+2.4$ -2.4
ξ	$+6.1$ -4.2
m_0	$+0.0$ -0.0
$\langle \Delta E \rangle$	$+2.0$ -11
$\sigma \Delta E$	$+0.0$ -1.4
$\Delta E(\text{fondo})$	$+0.9$ -0.0
$\mathcal{F}(\text{segnale})$	$+0.0$ -5.0
$\mathcal{F}(\text{fondo})$	$+4.2$ -3.8
θ_C	$+1.4$ -2.6
$\cos(\theta_B^*)(\text{segnale})$	$+5.2$ -0.5
$\cos(\theta_B^*)(\text{fondo})$	$+3.3$ -0.0
Incertezza totale	$+17$ -17

Tabella 3.20: Riassunto delle incertezze sistematiche relative (%) sulla asimmetria di CP per i decadimenti $B \rightarrow K^0\pi$ legate alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione di probabilità delle variabili usate nel fit di maximum likelihood.

3.11 Analisi di conteggio

Come controllo del risultato ottenuto per $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm)$ col metodo di maximum likelihood, a ulteriore verifica del procedimento impiegato in precedenza, è stata eseguita sullo stesso campione un'analisi puramente di conteggio, più semplice ma al tempo stesso più intuitiva: il campione è stato sottoposto ad alcuni criteri di selezione e si è contato il numero di eventi sopravvissuti a tutte le richieste; a questo numero è stato sottratto il numero stimato di eventi di fondo, ottenendo il numero stimato di eventi di segnale; questo a sua volta è stato diviso per il numero di coppie di B carichi e per l'efficienza sul segnale stimata dei criteri di selezione applicati determinando così il branching ratio (equazione 3.30) del canale in esame.

I criteri con cui il campione iniziale, ricavato da tutti i dati on resonance dopo la preselezione descritta al paragrafo 3.4, è stato selezionato sono i seguenti:

- selezione del K_s^0 : sono stati adottati gli stessi criteri di selezione descritti nel paragrafo 3.6.1, riportati in tabella 3.21.

Variabile	Criterio di selezione
$ m(\pi^+\pi^-) - 497.7 \text{ MeV}/c^2 $	$< 11.2 \text{ MeV}/c^2$
τ/σ_τ	> 5
$\cos(\alpha_{xy})$	> 0.999

Tabella 3.21: Criteri usati per la selezione dei candidati $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

- selezione del mesone B . Sono stati selezionati gli eventi con valori di m_{ES} e ΔE contenuti all'interno della regione:

$$\begin{aligned} 5.27 \text{ GeV}/c^2 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2 \\ |\Delta E| < 60 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (3.41)$$

- selezione dell'adrone carico. Sono stati adottati gli stessi criteri di qualità per la ricostruzione dell'adrone nella camera a deriva e nel DIRC descritti al paragrafo 3.6.4. Per l'identificazione dell'adrone come π si è richiesto che esso:

1. fallisca almeno uno di un insieme di criteri, basati sulle informazioni del calorimetro, della drift chamber e del rivelatore Cherenkov, noto in *BABAR* come *Electron Very Tight Selector*, preposto all'identificazione degli elettroni. Questi criteri sono stati descritti al paragrafo 3.6.4;
2. non sia identificato come un K dal selettore standard di kaoni di *BABAR* (*Kaon Tight Selector*). Questo selettore combina le informazioni della drift chamber e del DIRC in una likelihood dipendente dall'ipotesi di massa scelta per il candidato, e identifica un candidato come un K se $\mathcal{L}_K > \mathcal{L}_p$ e $\mathcal{L}_K > r\mathcal{L}_\pi$, con $r = 35$. Poiché la risposta del selettore è $K = \text{falso}$ se mancano le informazioni di uno

dei due rivelatori su cui fa affidamento, le richieste di qualità per la ricostruzione nella DCH e nel DIRC sono essenziali per non avere una possibile sovrastima degli eventi con pioni.

- variabili di forma dell'evento. Si è iniziato ottimizzando la selezione basata su $|\cos(\theta_T)|$. Per questo studio è stata valutata l'efficienza di un taglio $|\cos(\theta_T)| < |\cos(\theta_T)|_{max}$ sul campione simulato di eventi $B^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ e sul fondo, e la significatività statistica (definita come il rapporto tra il numero di eventi di segnale S e la radice quadrata della somma del numero di eventi di segnale e di fondo, $\sqrt{S+B}$) di un campione così selezionato per una luminosità integrata pari a 20.6 fb^{-1} . Il numero di eventi di segnale in 20.6 fb^{-1} è stato determinato assumendo $\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi) = 15 \times 10^{-6}$, e il numero di eventi di fondo è stato stimato moltiplicando il numero di eventi on resonance selezionati nella regione $5.2 \text{ GeV}/c < m_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c, -0.44 \text{ GeV} < \Delta E < 0.4 \text{ GeV}/c$ per il fattore di scala R tra la regione di segnale e questa. R è dato da:

$$R = \frac{\int_{5.27 \text{ GeV}/c^2}^{5.29 \text{ GeV}/c^2} f(m_{ES}) dm_{ES} \int_{-0.06 \text{ GeV}}^{0.06 \text{ GeV}} f(\Delta E) d\Delta E}{\int_{5.2 \text{ GeV}/c^2}^{5.265 \text{ GeV}/c^2} f(m_{ES}) dm_{ES} \int_{-0.44 \text{ GeV}}^{0.4 \text{ GeV}} f(\Delta E) d\Delta E} \quad (3.42)$$

dove $f(m_{ES})$ e $f(\Delta E)$ sono le funzioni di distribuzione di m_{ES} e ΔE del fondo. La prima è stata parametrizzata con una funzione ARGUS con limite fissato $m_0 = 5.290 \text{ GeV}/c^2$ e il cui parametro ξ è stato determinato per mezzo di un fit ai dati di questa regione: $\xi = -24.2 \pm 1.0$; la seconda è stata parametrizzata con un polinomio di secondo grado, i cui parametri sono stati anch'essi estratti da un fit: $P1/P0 = -1.465 \pm 0.032$, $P2/P0 = 0.945 \pm 0.098$. Con questi valori quindi:

$$R = 0.0251 \pm 0.0014 \quad (3.43)$$

Il risultato della procedura di ottimizzazione è mostrato in figura 3.51; si è scelto il valore di $|\cos(\theta_T)|_{max}$ per cui la significatività del segnale nel campione selezionato è massima, cioè si è richiesto:

$$|\cos(\theta_T)| < 0.7 \quad (3.44)$$

Successivamente si è studiata l'utilità di una selezione basata anche su \mathcal{F} . Nonostante \mathcal{F} sia una variabile con un buon potere discriminante tra il segnale e il fondo, la correlazione non trascurabile tra \mathcal{F} e $|\cos(\theta_T)|$ non consente infatti a priori di decidere se dopo una selezione così stretta in $|\cos(\theta_T)|$ sia utile porre dei requisiti anche su \mathcal{F} . Lo studio è stato condotto analogamente a quanto fatto in precedenza; ai campioni in esame è stato applicato anche il taglio su $|\cos(\theta_T)|$. Il risultato è mostrato in figura 3.52: la significatività statistica del segnale in un campione selezionato con un taglio su \mathcal{F} è praticamente costante per $\mathcal{F} > -0.2$ mentre decresce velocemente per $\mathcal{F} < -0.2$; l'efficienza del taglio è simile sul segnale e sul fondo. Per questo si è deciso di non imporre agli eventi alcun requisito su \mathcal{F} .

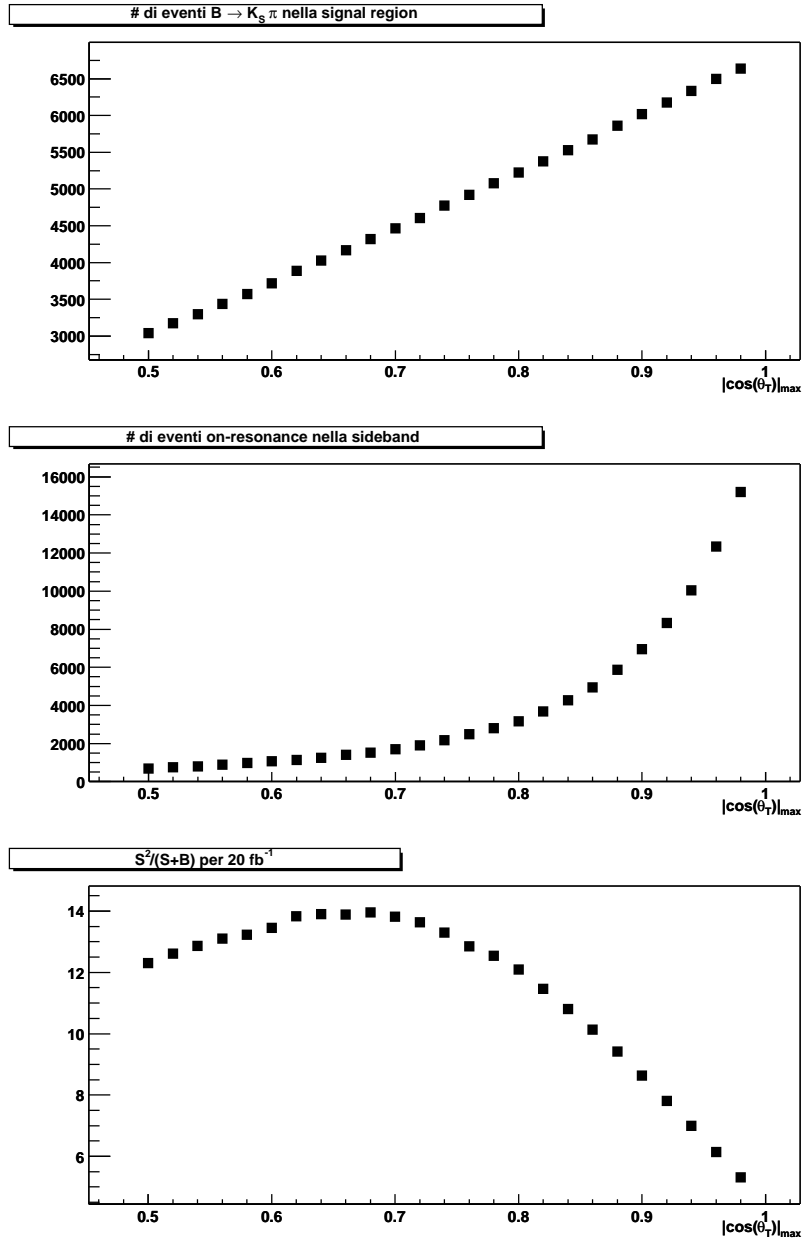


Figura 3.51: Ottimizzazione del criterio di selezione per $|\cos(\theta_T)|$. Sono riportate le efficienze su eventi di segnale simulati, su eventi di fondo (dati on resonance nelle bande laterali di ΔE), e la significatività (al quadrato) stimata per 20.6 fb^{-1} .

Infine si è valutata una selezione basata su $|\cos(\theta_B^*)|$. Anche in questo caso le efficienze e la significatività sono state stimate nel modo descritto in precedenza, dopo aver applicato il taglio in $|\cos(\theta_T)|$. I risultati sono

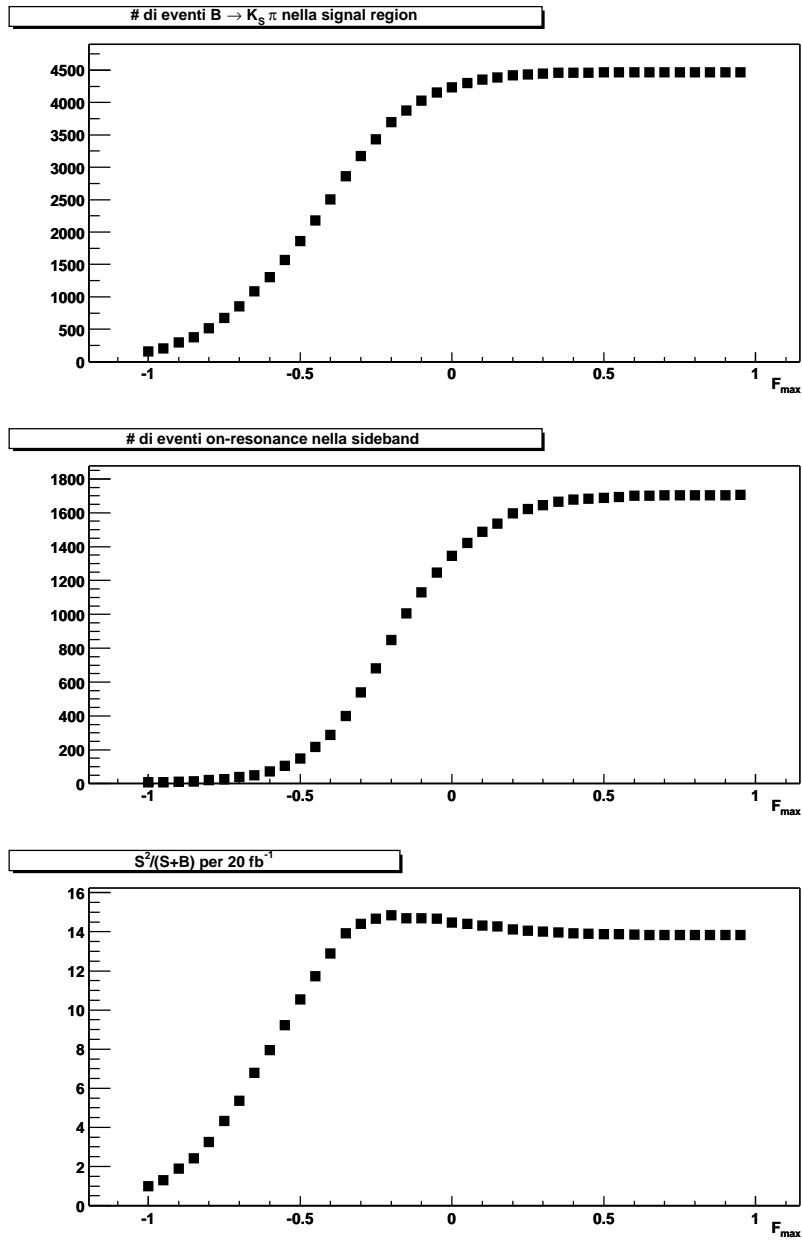


Figura 3.52: Ottimizzazione del criterio di selezione per \mathcal{F} . Sono riportate le efficienze su eventi di segnale simulati, su eventi di fondo (dati on resonance nelle bande laterali di ΔE), e la significatività (al quadrato) stimata per 20.6 fb^{-1} .

riportati in figura 3.53; si è scelto di richiedere:

$$|\cos(\theta_B^*)| < 0.9 \quad (3.45)$$

in modo da massimizzare la significatività.

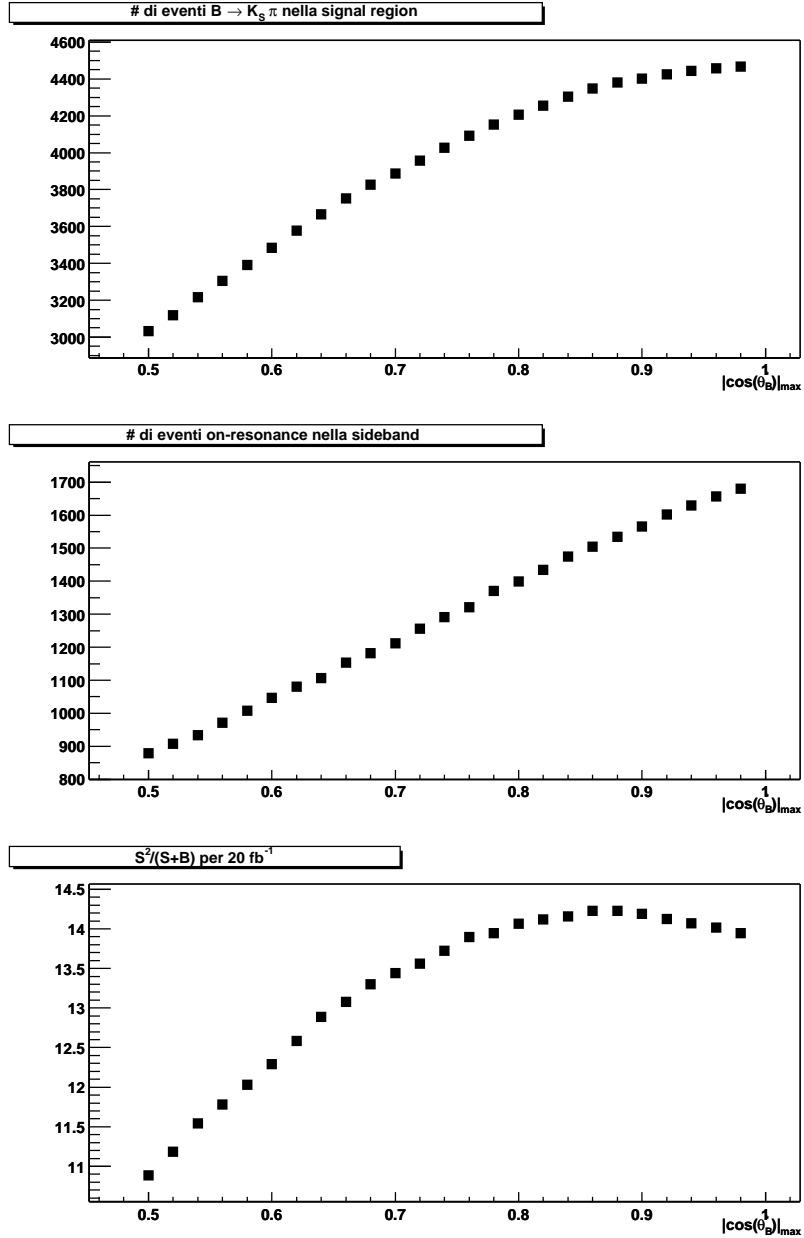


Figura 3.53: Ottimizzazione del criterio di selezione per $\cos(\theta_B^*)$. Sono riportate le efficienze su eventi di segnale simulati, su eventi di fondo (dati on resonance nelle bande laterali di ΔE), e la significatività (al quadrato) stimata per 20.6 fb^{-1} .

I criteri di selezione così definiti sono stati applicati al campione on resonance (la cui distribuzione bidimensionale delle variabili m_{ES} e ΔE è riportata in figura 3.54) e si sono trovati in tutto $N = 83 \pm 9(\text{stat})$. Di questi, il numero di

eventi stimato provenire dal fondo è $N_B = 41.2 \pm 4.0(\text{stat})$. Nella stima del fon-

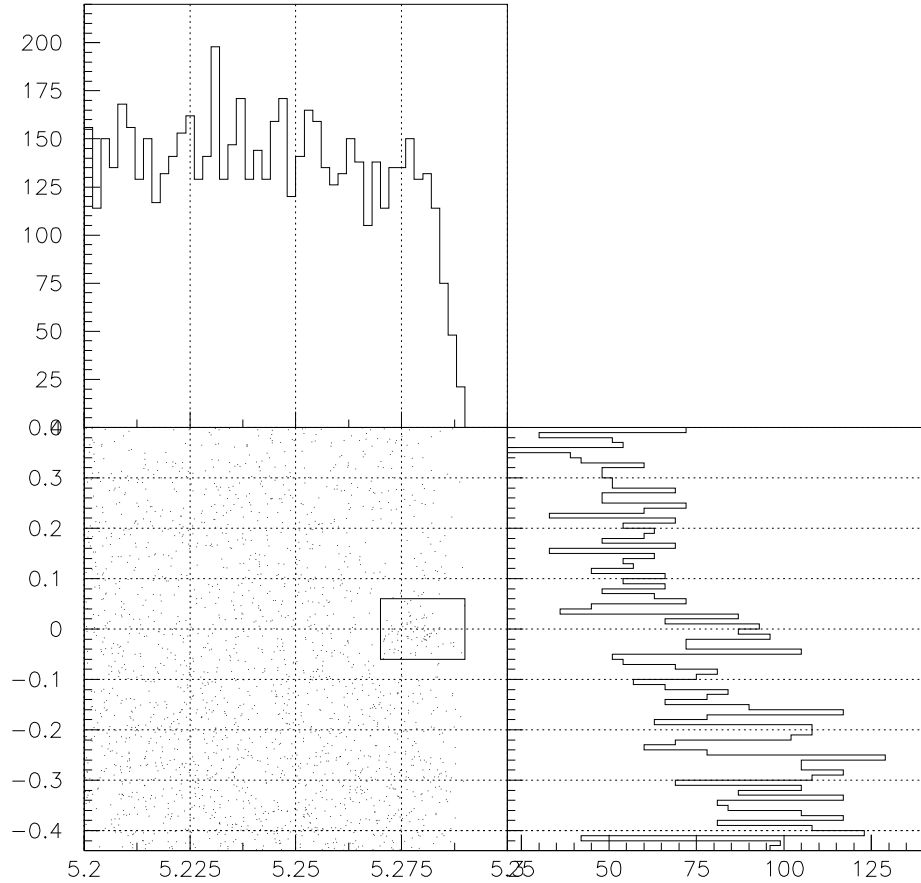


Figura 3.54: Grafico bidimensionale della coppia di variabili $(m_{\text{ES}}, \Delta E)$ per i candidati nei dati on resonance.

do, eseguita come in precedenza, sono stati trascurati contributi da decadimenti dei B ; infatti nessun candidato nel campione simulato di eventi $B\bar{B}$ generici e di decadimenti charmless dei B ha superato la selezione finale, come mostrato in figura 3.55. Il fattore di scala R utilizzato è stato ricalcolato sulla base dei parametri che meglio descrivono le distribuzioni di m_{ES} e ΔE dei dati on resonance nella regione $5.2 \text{ GeV}/c < m_{\text{ES}} < 5.265 \text{ GeV}/c$, $-0.44 \text{ GeV} < \Delta E < 0.4 \text{ GeV}/c$ dopo aver applicato anche i criteri di selezione in $|\cos(\theta_T)|$ e in $\cos(\theta_B^*)$. Si è trovato in questo caso $\xi = -23.3 \pm 3.7$, $P1/P0 = -0.946 \pm 0.113$, $P2/P0 = 0.0$, da cui $R = 0.0263 \pm 0.0019$.

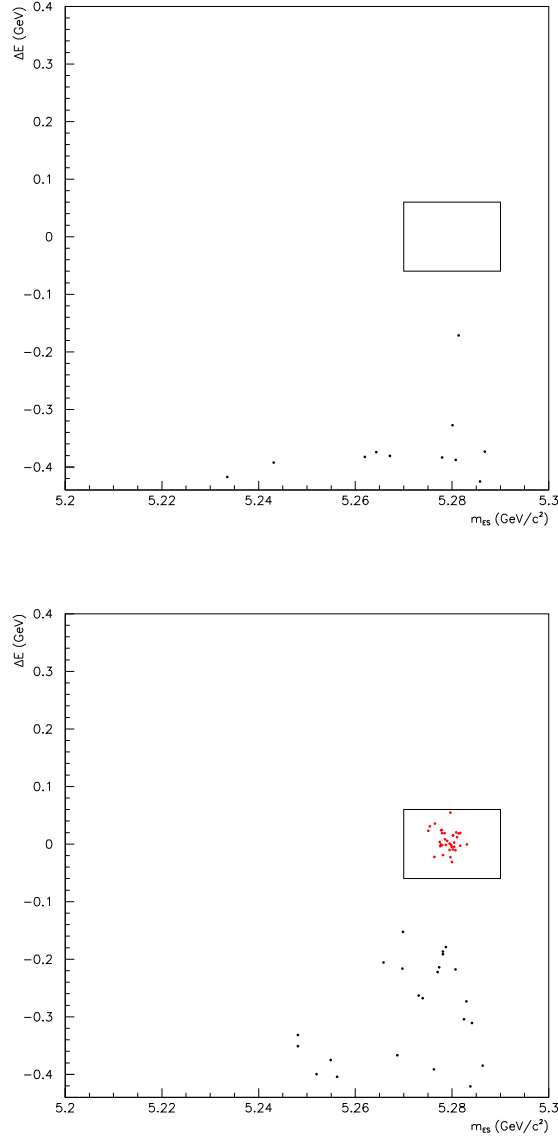


Figura 3.55: Grafico bidimensionale della coppia di variabili $(m_{ES}, \Delta E)$ per eventi $B\bar{B}$ simulati; nel grafico superiore i B decadono in modo generico, in quello inferiore uno dei due B decade in un canale senza mesoni charmati. Tutti i criteri di selezione sono stati applicati, ad eccezione di quelli in m_{ES} e ΔE (la regione in cui si cerca il segnale è identificata dal rettangolo centrale; tutti gli eventi contenuti in essa sono eventi $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ o $B^\pm \rightarrow K_S^0 K^\pm$).

Il numero di eventi di segnale stimato è quindi $N_S = 41.8(\pm 9.8)$ contro un fondo di 41.2 eventi; $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$ è pari a 4.6. L'efficienza, valutata

sul Monte Carlo (incluso il fatto che il K neutro è ricostruito come K_s^0 che decade in due π carichi), è pari a 9.44%; dopo le correzioni per l'efficienza relativa dati/Monte Carlo del tracking ($0.980 \pm 0.013(\text{sist.})$) e di ricostruzione del K_s^0 ($1.050 \pm 0.046(\text{sist.})$), l'efficienza finale sul segnale $B \rightarrow K^0 \pi$ è valutata essere pari a $\epsilon = 9.71\%$. Il numero di coppie di mesoni B carichi è 22.56×10^6 , per cui il branching ratio stimato per $B \rightarrow K^0 \pi$ è:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi) = (19.0 \pm 4.6(\text{stat.})) \times 10^{-6} \quad (3.46)$$

Il numero di eventi di segnale è affetto da un'incertezza sistematica derivante dal processo di sottrazione del fondo, processo nel quale il fondo è stato stimato per estrapolazione dalla regione $5.2 \text{ GeV}/c < m_{\text{ES}} < 5.265 \text{ GeV}/c$, $-0.44 \text{ GeV} < \Delta E < 0.4 \text{ GeV}/c$ nella regione di segnale assumendo una certa distribuzione di probabilità per le variabili m_{ES} e ΔE e quindi un certo valore del fattore di scala R . L'incertezza valutata sulle p.d.f. di m_{ES} e ΔE risulta in un'incertezza sistematica sul numero di eventi di fondo pari a 3.0, quindi la stessa incertezza si propaga sul numero di eventi di segnale, per cui l'errore relativo associato è 7.2%. Oltre a questo sono da tenere in conto i contributi all'errore sistematico dovuti alle incertezze sulle efficienze dei criteri di selezione, valutati secondo le stesse modalità descritte nei paragrafi 3.6.5 e 3.9 (le uniche aggiunte sono il contributo dal taglio in $\cos(\theta_B^*)$, stimato sul Monte Carlo variando la posizione del taglio stesso, e il contributo nel PID dal selettore di kaoni, stimato in [45] essere pari a 2% insieme a quello dovuto al taglio in θ_C). Sommando in quadratura tutti i contributi, riportati in tabella 3.22, la stima finale per $\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi)$ è quindi:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow K^0 \pi) = (19.0 \pm 4.6(\text{stat.}) \pm 1.9(\text{sist.})) \times 10^{-6} \quad (3.47)$$

confermando così il risultato ottenuto con il metodo di maximum likelihood.

Origine	Segnale $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$
Numero di mesoni B	$\pm 1.6\%$
Efficienze	
$\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$\pm 0.4\%$
Statistica del Monte Carlo	$\pm 1.3\%$
Selezione multiadronica	$\pm 3.0\%$
Tracking dell'adrone carico	$\pm 1.3\%$
PID dell'adrone carico	$\pm 2.5\%$
Ricostruzione e selezione del K_S^0	$\pm 4.2\%$
Ricostruzione del B	$\pm 0.2\%$
Taglio su ΔE	$\pm 0.5\%$
Taglio su $ \cos(\theta_T) $	$\pm 2.0\%$
Taglio su $\cos(\theta_B^*)$	$\pm 0.5\%$
Totale	$\pm 6.6\%$

Tabella 3.22: Riassunto delle incertezze sistematiche sui branching ratio (%) legate alla selezione degli eventi nell'analisi di conteggio.

Bibliografia

- [1] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [2] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49**, 652 (1973).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [4] L. L. Chau e W. Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984).
- [5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [6] A. J. Buras, M. E. Lautenbacher e G. Ostermaier, Phys. Rev. D **50**, 3433 (1994).
- [7] C. O. Dib *et al.*, Phys. Rev. D **41**, 1522 (1990).
- [8] I. I. Bigi *et al.*, in *CP Violation*, ed. C. Jarlskog, World Scientific, Singapore (1992).
- [9] Tutti i dati sperimentali sono presi da:
Particle Data Group, D. E. Groom *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **15**, 1 (2000).
- [10] Collaborazione BABAR, *The BABAR Physics Book. Physics at an Asymmetric B Factory*, ed. P. F. Harrison e H. R. Quinn, SLAC-R-504 (1998).
- [11] M. Gronau e D. Wyler, Phys. Lett. B **265**, 172 (1991).
- [12] I. Dunietz, Phys. Lett. B **270**, 75 (1991).
- [13] Collaborazione CLEO, D. Cronin-Hennessy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 515 (2000).
- [14] D. Atwood, I. Dunietz e A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997).
- [15] M. Gronau e J. L. Rosner, Phys. Rev. Lett. **76**, 1200 (1996);
A. S. Dighe, M. Gronau e J. L. Rosner, Phys. Rev. D **54**, 3309 (1996).
- [16] A.S. Dighe e J. L. Rosner, Phys. Rev. D **54**, 4677 (1996).
- [17] M. Neubert e J. L. Rosner, hep-ph/9809311.
- [18] X. G. He, Y. K. Hsiao, J. Q. Shi, Y. L. Wu e Y. F. Zhou, hep-ph/0011337.
- [19] *PEP-II - An Asymmetric B Factory, Conceptual Design Report*, SLAC-418, LBL-5379 (1993).

-
- [20] *The BABAR detector*, SLAC-PUB-8569, hep-ex/0105044 (2001).
 - [21] C. Touramanis e P. Wang, *Luminosity measurement for the RUN 1 data*, BABAR Analysis Document #**229**, 31 Maggio, 2001.
 - [22] R. Faccini e A. Sarti, *Measurement of \sqrt{s} and $M_{\Upsilon(4S)}$ with exclusively reconstructed B 's*, BABAR Analysis Document #**32**, 22 Settembre, 2000.
 - [23] J. Blouwet *et al.*, *Measuring the PEP-II Boost*, BABAR Analysis Document #**14**, 15 Maggio, 2000.
 - [24] C. H. Cheng *et al.*, *Beam spot determination and use in BABAR*, BABAR Analysis Document #**13**, 20 Febbraio, 2001.
 - [25] D. Boutigny *et al.*, *Letter of Intent for the Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-II*, SLAC-R-0443, 69 (1994).
 - [26] Per una descrizione del metodo di *extended unbinned maximum likelihood* si veda per esempio il Capitolo 6 di:
G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford University Press, New York (1998)
 - [27] G. C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. B **149**, 413 (1979).
 - [28] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12**, 57 (1964);
E. Fahren, Phys. Rev. Lett. **39**, 1587 (1977).
 - [29] Collaborazione CLEO, D. M. Asner *et al.*, Phys. Rev. D **53**, 1039 (1996).
 - [30] La tecnica del discriminante di Fisher è stata introdotta in:
R. A. Fisher, Annals of Eugenics, **7**, 179 (1936)
Una descrizione del metodo è fornita per esempio nel Capitolo 4 del libro citato in [26].
 - [31] A. Drescher *et al.*, Nucl. Instr. Methods **A237**, 464 (1985).
 - [32] R. Sinkus e T. Voss., Nucl. Instr. Methods **A391**, 360 (1997).
 - [33] U. Langenegger, *Cut based electron identification*, BABAR Analysis Document #**90**, 9 Maggio, 2001.
 - [34] E. Varnes, *Measurement of the Tracking Efficiency Using 3+1 tau Events*, BABAR Analysis Document #**87**, 15 Marzo, 2001.
 - [35] G. Cavoto e G. Raven, *Determination of the tracking efficiency for high momentum tracks*, BABAR Analysis Document #**61**, 28 Settembre, 2000.
 - [36] C. Dallapiccola, *Tracking Efficiency with D^0 Decays*,
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Offline/Reconstruction/Tracking/meet/14Jun00/DTrkEffic.html>;
C. Dallapiccola, *Tracking Efficiency Studies using D^* Decays*,
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/Hadronic_B_and_C/TrkEfficDstarOsaka.html.

- [37] O. Long, *Measurement of the slow pion relative efficiency using helicity distributions*, BABAR Analysis Document #**54**, 4 Marzo, 2001.
- [38] G. Cavoto *et al.*, *Measurement of the GoodTrackLoose efficiency using SVT tracks*, BABAR Analysis Document #**157**, 5 Marzo, 2001.
- [39] M. Bona *et al.*, *Studies on $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ reconstruction: Status Report*, BABAR Analysis Document #**19**, 3 Dicembre, 2000;
M. Bona, *La(te)st recipe on K_S^0 efficiency correction*, <http://babar-hn.slac.stanford.edu:5090/HyperNews/get/physAnal/1042.html>, 22 Febbraio, 2001.
- [40] R. Faccini *et al.*, *Vertexing performances and systematic checks with fully reconstructed B events*, BABAR Analysis Document #**130**, 7 Aprile, 2001.
- [41] Collaborazione ARGUS, H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. C **48**, 543 (1990).
- [42] U. Berzano *et al.*, *Analysis of Neutral B Decays to $\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$ and K^+K^-* , BABAR Analysis Document #**160**, 18 Marzo, 2001.
- [43] C. Hearty, *Measurement of the Number of Upsilon(4S) Mesons Produced in Run 1 (B Counting)*, BABAR Analysis Document #**134**, 21 Gennaio, 2001.
- [44] G. Bellodi e P. F. Harrison, *Detector Charge Bias Using Charged D Decays*, BABAR Analysis Document #**241**, 11 Giugno, 2001.
- [45] W. Dunnwoodie *et al.*, *Analysis of $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$* , BABAR Analysis Document #**96**, 5 Dicembre, 2000.
- [46] M. Ciuchini *et al.*, hep-ph/0104126.
- [47] A. Ali *et al.*, hep-ph/9804363
- [48] A. Ali *et al.*, hep-ph/9805403